PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1915. Redaktionsschluß für No. 6 am 12. März 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

G. Rümelin und W. Planck. S. 65.

W. Michl. S. 69.

Originalmitteilungen:

R. Holm, Zur Theorie des Glimmstroms. V. S. 70.

E. Paulson, Das Wellenzahlensystem des Rutheniums. S. 81.

F. Streintz u. A. Wesely, Schwingungen von elektrisch glühenden Platinfaden. S. 85.

L. Grebe, Zur Theorie des Luftwiderstandsgesetzes. S. 87.

W. Pechau, Über mikroseismische Bewegung. S. 88.

Personalien. S. 88.

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Gustav Rümelin und Werner Planck.

Mit den jungen Fachgenossen, die der große Krieg dahinrafft, sinken viele Hoffnungen, die wir Älteren hegten, ins Grab, und viele Bande werden zerrissen, deren Bestehen unsere Freude und unser Stolz war. Ich will hier zweier junger Männer gedenken, die längere und kürzere Zeit an dem von mir geleiteten Institut gewirkt haben.

G. Rümelin.

G. Rümelin hat die Stelle des ersten Assistenten während der Zeit vom Herbst 1909 bis zum Frühling 1914 innegehabt. Ich hatte ihn zu deren Übernahme aufgefordert, gerade weil er meiner Schule nicht entstammte, denn ich hielt und halte es für zweckmäßig, einem größeren Laboratorium durch Gedanken und Erfahrungen aus anderen Instituten immer neues Blut zuzuführen. Rümelin hat seine wissenschaftliche Ausbildung wesentlich von der chemischen Seite her angefangen und ist über die Zwischenstation der physikalischen Chemie zur Physik gelangt. Er begann sein Universitätsstudium in ziemlich frühem Alter (in seinem 18. Jahre) um 1899 in Freiburg i. B., bestand dort 1903 das chemische Verbandsexamen und trat darnach in das Nernstsche Institut in Göttingen. Hier promovierte er 1905 magna cum laude auf Grund einer Dissertation „Über die Verdünnungswärme konzentrierter Lösungen". Nach Erfüllung der einjährigen militärischen Dienstpflicht bei dem 14. Dragoner-Regiment in Colmar siedelte er 1906 nach Montreal (Canada) über und arbeitete dort unter Rutherford über Radioaktivität. In den Jahren 1907 bis 1909 war er Assistent an dem physikalischen Institut in seiner Vaterstadt. Von dort kam er zu mir nach Göttingen und

habilitierte sich hier 1911 auf Grund einer von Rutherford angeregten Arbeit über „Die Wiedervereinigung von Gasionen".

Rümelin war ein Beobachter von großer Geschicklichkeit und peinlicher Gewissenhaftigkeit. Die hiesige erste Assistentenstelle hat er mustergültig verwaltet. Seine reichen physikalischen Kenntnisse und technischen Fertigkeiten befähigten ihn hervorragend, die selbständigen Arbeiten reiferer Schüler zu beaufsichtigen. Eine ganze Reihe dieser Untersuchungen ist durch seine Anregungen und Vorschläge wesentlich gefördert worden, und die von ihm geleiteten Schüler bewahren ihm für seine selbstlose Hilfe aufrichtige Dankbarkeit. Im übrigen stand er innerhalb des Kreises der gleichstrebenden Altersgenossen im Institut durch seine zurückhaltende stille Art menschlich einigermaßen abseits. Er fand sein Genügen in der gemeinsamen Arbeit und darnach in dem geistigen Verkehr mit den Heroen unserer deutschen Tonkunst, deren Werke ihm sein ausgezeichnetes Klavierspiel erschloß. Beim Musizieren in meinem Hause ließ er in glücklichen Stunden unwillkürlich auch die Hülle fallen, die er sonst um sein Inneres zog, und gab sich da rückhaltlos, gelegentlich sogar in fröhlicher Erregung, aber immer mit großer Bescheidenheit und natürlichem Taktgefühl. An solche Gelegenheiten knüpfen die freundlichsten Erinnerungen an, die ich an ihn habe.

Wie bei manchen anderen Fachgenossen haben sich die Anlagen und Neigungen zu Wissenschaft und Kunst bei Rümelin schon in den Knabenjahren betätigt. In seinem 10. Jahre entdeckte er beim Zuhören in einer Chorprobe sein absolutes Tonempfinden; in seinem 15. Jahre hatte er sich durch Privatarbeit die Grundlehren der Chemie angeeignet, wenig später diejenigen der Infinitesimalrechnung, letzteres so weit, daß er sie im Maturitätsexamen auf eigne Faust zur Lösung einer eigentlich auf elementare Hilfsmittel eingerichteten Aufgabe zu benutzen vermochte. Infolge seiner vorsichtig zurückhaltenden Art hat Rümelin weniger publiziert, als man nach seiner Begabung und seinem Fleiß hätte erwarten sollen; ich habe ihn mehrfach drängen müssen, seine Scheu vor der Öffentlichkeit zu überwinden.

Ostern 1914 folgte Rümelin dem Ruf als Dozent für physikalische Metallurgie und als Abteilungsvorsteher an dem eisenhüttenmännischen Institut der Technischen Hochschule in Aachen. Bei seiner Anhänglichkeit an Göttingen und an das Institut, in dem er so nützlich gewirkt hatte, war ihm der Entschluß, uns zu verlassen, nicht leicht. Ich habe ihm zugeredet, so ungern ich meinen treuen Helfer von mir ließ, da ich es für richtig hielt, daß er die ihm gebotene Möglichkeit, vorwärts zu kommen, benutzte, und da ich zugleich überzeugt war, daß er für die neue Tätigkeit hervorragend geeignet wäre. Nach allen Anzeichen hat er sich schnell in die neuen Verhältnisse hineingefunden und in seiner Tätigkeit Anerkennung und Befriedigung gewonnen.

Bei Ausbruch des Krieges fand Rümelin zunächst Verwendung als berittener Offizier einer Trainkolonne, erst im Elsaß, dann in Lothringen, schließlich in Nordfrankreich. In dieser Zeit erhielt ich wiederholt direkte Nachrichten von ihm, die immer frisch und zuversichtlich lauteten. Er war mit Leib und Seele Soldat, dazu geübter und leidenschaftlicher Reiter, und die Lebensfülle der großen Zeit scheint ihn die gewohnte Zurückhaltung vergessen gemacht zu haben.

Am 10. November kam er zu einem württembergischen Infanterie-Regiment (Nr. 126), das in der Gegend von Ypern kämpfte, und wie in dem früheren Kreis,

so wurde er auch in dem neuen schnell geachtet und beliebt und dadurch auch heimisch. Mehrere seiner höheren Vorgesetzten haben nach seinem jähen Tode in Briefen an die ihn betrauernde Mutter ihrer besonderen Wertschätzung des jungen Offiziers warmen Ausdruck gegeben. Am 16. Dezember raffte ihn im Schützengraben bei Zillebeke, südöstlich Ypern, mit acht Leuten seiner Kompagnie ein Granatschuß dahin. Wenige Tage nach seinem Tode traf das ihm für tapferes Verhalten vor dem Feinde verliehene eiserne Kreuz ein; doch war ihm durch die Mitteilung des betr. Antrages wenigstens die Vorfreude gewährt worden. —

W. Planck hatte mehrere Semester neben Rümelin und darnach noch im Sommer 1914 die Stelle eines Hilfsassistenten an dem mir unterstellten Institut inne. Beträchtlich jünger als Rümelin hatte er sich noch nicht zu einer geschlossenen wissenschaftlichen Persönlichkeit entwickelt, versprach aber durch die Begeisterung für seine Arbeit, durch seine gewissenhafte Treue und seine guten Anlagen Günstiges für die Zukunft. Stand er durch seine freudige und offenherzige Persönlichkeit in einem gewissen Gegensatz zu dem ernsten und zurückhaltenden älteren Kollegen, so war er diesem, außer durch die gleiche Hingabe an seine Wissenschaft, durch die gleiche Liebe zur Musik verbunden und durch die gleiche Bescheidenheit und Feinfühligkeit ähnlich. Eigen war ihm ein reges Interesse für Botanik und eine wirkliche Liebe zu Pflanzen und Blüten. Wie bei Rümelin, so haben sich auch bei ihm die spezifischen Anlagen und Neigungen schon in früher Jugend geltend gemacht, und er ist seinen Weg geradeaus ohne Schwanken gegangen.

Er begann sein akademisches Studium (wie Rümelin) im 18. Lebensjahr, also ziemlich früh, hörte von 1906 bis 1907 in München, von da bis 1909 in Berlin und kam zur Zeit der Übersiedelung Rümelins nach Göttingen hierher. 1913 promovierte er auf eine Untersuchung über „Die elektrischen Eigenschaften (Widerstände und Thermokräfte) des kristallinischen Antimonits", die durch die großen Schwierigkeiten, welche das Kristallmaterial bot, sehr mühselig wurde. Planck hat den hierbei sich einstellenden Enttäuschungen gegenüber immer Tatkraft und Frische bewahrt. Von seiner Promotion an wirkte er dann als Hilfsassistent am Institut, in erster Linie bei dem Lehrpraktikum, in gewissem Umfange aber auch bei der Beaufsichtigung selbständiger Untersuchungen. Bei der Klarheit seines Denkens und seinen sicheren Kenntnissen gelang es ihm auch mit geringerer Erfahrung nach beiden Hinsichten wertvolle Hilfen zu leisten. Daneben führte er eine Beobachtungsreihe über die optischen Eigenschaften dünnster Kupferschichten aus; eine Neubestimmung der piezoelektrischen Konstanten von Quarz ist über Vorversuche nicht herausgekommen.

Wie Rümelin war Planck ein tüchtiger Klavierspieler, und seine Kunst verband sich seiner sympathischen Persönlichkeit, um ihm den Eintritt in Familienkreise zu eröffnen. Auch in meinem Hause war er häufiger und gern gesehener Gast und Helfer bei musikalischen Veranstaltungen.

Beim Ausbruch des Krieges meldete sich Planck als Freiwilliger und wurde zu seiner großen Freude, trotz seiner etwas schmächtigen Gestalt, angenommen. Während seiner hier in Göttingen stattgefundenen Ausbildung habe ich ihn noch öfter gesehen; er war glücklich darüber, daß er körperlich den nicht geringen Anforderungen des Dienstes genügen konnte, und behauptete, sich wohler zu fühlen als je zuvor. Am 1. Oktober wurde er mit einer

Anzahl anderer in der Ausbildung besonders schnell vorgeschrittener Kameraden als Ersatz nach dem östlichen Kriegsschauplatz gebracht. Er berichtete in großer Befriedigung dem Elternhaus in Berlin über die durch die organisierte Fürsorge an allen Haltestellen gewährte Erleichterung der mehrtägigen Bahnfahrt und über die Begeisterung, mit der jenseits Kattowitz die russische Grenze passiert wurde. Dann begannen lange mühselige Märsche in meist schlechtem Wetter auf grundlosen Wegen und mit übler Unterkunft, bis am 12. Oktober das 95. Infanterieregiment, dem die Abteilung überwiesen war, in der Nähe der Weichsel bei Julianow erreicht war. Es folgten der Kriegsdienst in Schützengräben und Plänkeleien bis Ende Oktober, wo infolge des Herankommens der russischen Hauptmacht der strategische Rückzug bis an die deutsche Grenze nötig wurde. Auch aus dieser Periode mit ihren Anstrengungen und Entbehrungen lauteten die treulich und reichlich gegebenen Nachrichten tapfer und freudig; mit besonderer Rührung wird der Opferwilligkeit der deutschen Landleute in den schließlich erreichten Grenzbezirken gedacht, ebenso der in zahllosen Liebesgaben sich äußernden Fürsorge naher und ferner Kreise daheim.

Werner Planck

Bei den Kämpfen zur Abwehr des russischen Einbruchversuches wurde Plancks Regiment viel hin und her gezogen — offenbar fehlte infolge hiervon zeitweise jede Verbindungsmöglichkeit mit Deutschland —; vom 10. November datiert die letzte Nachricht, die er gegeben hat. Unter dem 1. Dezember schrieb dann einer seiner Kameraden, wie es scheint nach Bekundung eines anderen, der ihn tot liegend gesehen haben will, daß Planck am 19. November in einem heftigen Gefecht bei Lutomirsk gefallen sei. Eine offizielle Bestätigung ist nicht zu erhalten gewesen; von Plancks Vorgesetzten wird nur sein schneidiges Vorgehen im heftigen feindlichen Feuer und sein Verlust gemeldet, daneben die Unmöglichkeit bei dem durch feindliche Übermacht erzwungenen Zurückgehen Nachforschungen anzustellen; seine Kompagnie führt ihn als vermißt. Aber da alle Bemühungen der Angehörigen keine Spur von ihm haben auffinden lassen, so wird man an die Richtigkeit jener vereinzelten Meldung glauben und die Hoffnung auf seine Rettung aufgeben müssen.

Rümelin und Planck waren beide die einzigen Söhne ihrer Eltern; das macht den Angehörigen ihren Tod doppelt schmerzlich. Mir waren sie mehr als nur Gehilfen in meiner amtlichen Tätigkeit: Kameraden und Freunde, mit denen ich vieles von dem Besten und Wertvollsten gemeinsam hatte, was das Menschenleben reich macht.

W. Voigt.

Wilhelm Michl (Wien).

Am 16. November 1914 ist Dr. phil. Wilhelm Michl, k. u. k. Reserveleutnant im Feldkanonenregiment Nr. 21 gestorben. Zuerst auf dem serbischen, dann auf dem galizischen Kriegsschauplatz kämpfend, ist er bei Chyrów am 24. Oktober schwer verwundet worden und dann in Troppau im Krankenhaus seinen Verletzungen und hinzugetretenen Komplikationen erlegen.

Wilhelm Michl

Noch knapp vorher hatte er uns ahnungsvoll geschrieben: „Soeben erhalte ich Ihre Karte, die mich inmitten der Schrecknisse des Krieges wie ein Hauch aus einer höheren Welt berührte. Ich befinde mich Gott sei Dank ganz wohl, obgleich ich schon sehr oft im Feuer stand und harte Strapazen ertrug. Wir stehen jetzt in einer anmutigen Hochgebirgsgegend in den Karpathen, frieren aber in unseren Zelten bis auf die Knochen. Daß das liebe Radiuminstitut trotz der Abgänge an wissenschaftlichem Personal und Dienerschaft gleichwohl noch rüstig weiter arbeitet, freut mich von Herzen. Leider werde ich Ihrer freundlichen Einladung wieder mitzuarbeiten noch sehr lange nicht Folge leisten können, wenn mein Schicksal es überhaupt noch zuläßt . . . .“

Wie hoch ihn seine Regimentskameraden einschätzten, geht aus einem Briefe der Batterie-Offiziere an den Vater hervor. Darin heißt es: „Die ganze Batterie empfindet sehr lebhaft den Verlust eines so außerordentlich gewissenhaften bis zur Aufopferung pflichtgetreuen Offiziers. Das Gefühl der Dankbarkeit, ja der Verehrung wird sein Andenken in unseren Herzen nie erlöschen lassen. Er wird uns immer ein Muster und leuchtendes Beispiel eines ganzen Mannes sein und bleiben. Mit Stolz können wir berichten, daß er sehr viel dazu beigetragen, daß in der Batterie so viele Tapferkeitsmedaillen ausgeteilt werden konnten. Sein Name wird in der Regimentsgeschichte mit goldenen Lettern aufgezeichnet werden zur Verherrlichung der Batterie, des Regiments und der Feldartillerie.“

Als Sohn des Hofrats Eduard Michl am 12. Februar 1886 in Tarvis (Kärnten) geboren, hatte er seine Mittelschul- und Hochschul-Studien in Wien absolviert und daselbst auch 1911 den Doktorhut erworben. Seit 1910 war er zuerst Demonstrator, dann Assistent am physikalischen Institut der k. k. Tierärztlichen Hochschule, wo er das physikalische Praktikum zu leiten hatte; kurze Zeit war er auch Supplent am k. k. Franz-Josefs-Realgymnasium in Wien. Gleichzeitig hat er in den letzten Jahren als Mitglied des Radiuminstituts seine Forschertätigkeit ausgeübt.

Seine wissenschaftlichen Publikationen sind:

1. Über die Äquivalenz zwischen Luft und Metallen in bezug auf die Absorption von α-Strahlen verschiedener Geschwindigkeit. (Wiener Sitzber. CXX (IIa), 663, 1911.)
2. Über die Photographie der Bahnen einzelner α-Teilchen. (Wiener Sitzber. CXXI (IIa), 1431, 1912.)
3. Neue Versuche mit Flüssigkeitslamellen. (Phys. Zeitschr. **14**, 1218, 1913.)
4. Zur photographischen Wirkung der α-Teilchen. (Mitt. a. d. Instit. f. Radiumforschung Nr. 68; Wiener Sitzber. 9. Juli 1914.)
5. Über die Reichweite der α-Strahlen in Flüssigkeiten. (Mitt. a. d. Instit. f. Radiumforschung Nr. 69; Wiener Sitzber. 9. Juli 1914.)

Insbesondere die Aufklärung der Erscheinungen bei der Photographie der α-Partikel-Bahnen haben ihn interessiert, und er hat nicht nur die richtige Deutung der betreffenden Phänomene zu geben verstanden, es ist ihm dabei auch gelungen, wertvolle Schlußfolgerungen auf die Vorgänge in den obersten Schichten photographischer Platten während des Entwicklungsprozesses zu ziehen und in einer Präzisionsarbeit, die besonderes experimentelles Geschick verlangte, auf photographischem Wege unmittelbar die Reichweiten in Flüssigkeiten zu bestimmen.

Daneben hat er auch philosophische Artikel und Gedichte hinterlassen.

Wer Wilhelm Michl kannte, mußte ihn gern haben.

Institut für Radiumforschung, Wien.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des Glimmstroms. V.[1]).

Von Ragnar Holm.

§ 10. Das negative Glimmlicht.

Kurze Übersicht über die Resultate der Messungen und der Überlegungen.

Als einer der wichtigsten Gründe für das Theorem 3, d. h. für die Vorstellung, daß die primären Kathodenstrahlen das negative Glimmlicht durchlaufen und es dabei erzeugen, gelten bekanntlich gewisse Anzeichen einer Trägheit des Glimmlichts. Das Glimmlicht behält seine Hauptausdehnung senkrecht zur Kathodenoberfläche, unabhängig davon, wo die positive Säule ansetzt; so, wie es zu erwarten ist, wenn es von senkrecht zur Kathodenoberfläche herausgeschleuderten trägen Elektronen erzeugt wird. Allerdings hat man sich nicht vorzustellen, daß die einzelnen Kathodenstrahlbahnen gerade Linien sind. Aus gewissen bekannten, von C. T. R. Wilson gemachten Aufnahmen von Kathodenstrahlbahnen[2]) ist ersichtlich, wie sehr die Bahnen nicht besonders schneller Elektronen bei Stößen gegen Moleküle abgelenkt werden. Solche Ablenkungen veranlassen im Glimmlicht eine beträchtliche Diffusion der Kathodenstrahlen, welche aber nicht größer ist, als daß die erwähnten Trägheitserscheinungen recht deutlich zutage treten. Einige meiner Versuche haben den Zweck, im Glimmlicht zutage tretende Wirkungen der Trägheit der Kathodenstrahlen zu demonstrieren.

Die Reichweite sehr schneller Elektronen (β-Strahlen) in einem gewissen Gase hat man immer als nur von ihrer Geschwindigkeit abhängig gefunden, wenn sie in der freien Weglänge der Moleküle oder in der 5,7 mal größeren freien Weglänge der Elektronen gemessen wird. Versuche, die ich angestellt habe, um die Gültigkeit dieses Gesetzes — es mag Gesetz 9 heißen — auch für die das Glimmlicht erzeugenden Kathodenstrahlen zu untersuchen, bestätigen das Gesetz insofern, als man für zunächst gefundene scheinbare Abweichungen vom Gesetz genügende Erklärungen finden kann.

Ein gewisser Aufschluß über das Gesetz der

1) IV mit §§ 7, 8, 9, diese Zeitschr. **16**, 20, 1915.
2) C. T. R. Wilson, Jahrb. d. Radioakt. **10**, 34 usw., besonders Tafel III, 1913.

Diffusion und der Absorption der Kathodenstrahlen wird aus einigen meiner Versuche gewonnen. Beim Verwerten der betreffenden Beobachtungen wird vorausgesetzt, daß das Leuchten teils durch ionisierende Stöße schneller Elektronen, teils bei Wiedervereinigungen erregt wird, daß in dem immer schwachfeldigen Glimmlicht fast alle Ionen zur Wiedervereinigung gelangen, und daß also jede der beiden Lichtemissionen proportional zu der Ionisation ist, so daß es angenähert gilt: — Gesetz 10 — Die Leuchtstärke eines Raumelements im Glimmlicht ist der Anzahl sekundlich dort stattfindender Ionisationen proportional. Durch dieses Gesetz in Verbindung mit der schon auf andere Weise begründeten Auffassung — Theorem 4 —, daß das Verhältnis der Anzahl primärer Kathodenstrahlen zur Anzahl auf die Kathode aufprallender Ionen ziemlich unabhängig von der Stromstärke ist, lassen sich gewisse, auf den Beobachtungen gestützte Berechnungen gut deuten, wodurch für die betreffenden Gesetze ein Beleg erhalten wird.

Geräte:

Es wurde hauptsächlich mit 3 Röhren von der in Fig. 4 abgebildeten Art gearbeitet. K

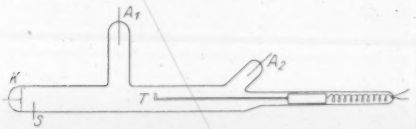

Fig. 4.

ist die scheibenförmige Kathode. A_1 oder A_2 wird als Anode gebraucht. S ist eine zur Messung des Kathodenfalles gebrauchte Sonde. T ist ein magnetisch verschiebbares Thermoelement, dessen messende Lötstelle L in Fig. 5 deutlicher abgebildet ist. In Fig. 5

Fig. 5.

bedeuten l_1 und l_2 einen Kupfer- und einen Konstantandraht, die voneinander isoliert durch ein sehr dünnes Glasrohr geführt sind. Ihre blanken Enden sind durch zwei Löcher in der Rohrwand hinausgeführt und bei L aneinander gelötet. Vor L ist, wie die Fig. 5 zeigt, das Ende des Glasrohres nach oben gebogen, so daß L vor direktem Anprall der Kathodenstrahlen geschützt wird[1]). Es hat

1) Die unten beschriebene Diffusion der Kathodenstrahlen könnte allerdings den beabsichtigten Schutz in vielleicht nicht geringem Maß vereiteln.

das Rohr 1 die lichte Weite 20 mm u. *Al*-Kathode,
" " 2 " " " 38 " " *Al*- "
" " 3 " " " 38 " " *Pt*- "

Bei Rohr 3 sind K und S magnetisch beweglich. Sobald der Zerstäubungsniederschlag vor K an einer Stelle störend wurde, wurden K und S über diese Stelle hinweg vorgeschoben. In den Röhren mit einer Kathode aus dem sehr wenig zerstäubenden *Al* ist eine Beweglichkeit des K nicht nötig.

Bei allen Messungen wurde das Glas vor K ringsherum durch ein Bündel gegen es gerichteter Luftstrahlen gekühlt, so daß dessen Außentemperatur nie über etwa 40° kam.

Zu den Messungen des Kathodenfalls wurde ein mit minimaler Reibung gebautes, mit guten Voltmetern geeichtes Braunsches Elektrometer gebraucht.

Bei einigen Messungen wurde das in Fig. 6 abgebildete Rohr gebraucht. A_1 oder A_2 ist die Anode, K die scheibenförmige Kathode, L ein Kondensator für Leitfähigkeitsbestimmungen mittels Querströme.

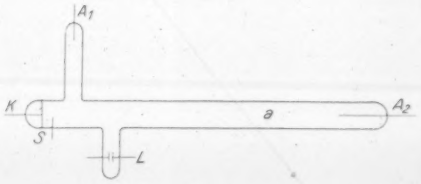

Fig. 6.

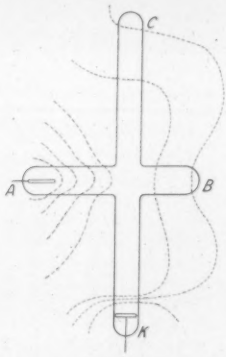

Fig. 7.

Auch ein kreuzförmiges, in Fig. 7 abgebildetes Rohr mit beweglichen Sonden wurde für gewisse Zwecke verwendet.

Versuche über die Trägheit der das Glimmlicht erzeugenden Kathodenstrahlen.

Mit dem in der Fig. 6 abgebildeten Rohr wurde gezeigt, daß Kathodenstrahlen von K aus, die bis etwa a sichtbares Glimmlicht erzeugten, eine Leitfähigkeit bei L ergaben, welche wenigstens bis auf 2 Proz. genau unabhängig davon war, ob A_1 oder A_2 als Anode diente, wenn nur der Kathodenfall konstant blieb. Mit den Röhren 1, 2 und 3 wurde die Unabhängigkeit der Glimmlichtlänge L (über deren Bestimmung siehe unten!) davon, ob A_1 oder A_2 als Anode diente, für solche Fälle bestätigt, wobei im Glimmlicht kein beträchtliches Feld vorkam. Wenn A_2 als Anode dient, so ist der Gradient im ganzen Glimmlicht gleichgerichtet: von A_2 nach K. Ist A_1 Anode, so ist der Gradient rechts vom A_1-Stutzen (auf der Fig. 4) nach rechts gerichtet, weil ja der Elektronenstrom nach A_1 gezogen wird[1]). Bei sehr langen Glimmlichtern (dabei großer Stromstärke) kam es vor, daß das rechte Ende des Rohres kräftig negativ geladen wurde, so daß rechts vom A_1-Stutzen ein beträchtlicher, die Kathodenstrahlen dort bremsender Gradient entstand. In solchen Fällen wurde das Glimmlicht — bei konstantem Kathodenfall — kürzer, wenn A_1, als wenn A_2 als Anode diente[2]).

Zur weiteren Demonstration der eben besprochenen elektrischen Felder seien einige, mit Hilfe eines Wulfschen Elektrometers ausgeführten Sondenmessungen angeführt. Ihr Resultat ist aus der Fig. 7 zu entnehmen. Die Figur zeigt den Verlauf einiger Äquipotentialflächen. Nur ihre Lage in der Nähe der Rohrachsen wurde sondiert. Der übrige Verlauf ist geschätzt. Das sichtbare Glimmlicht reichte etwas über die Kreuzmitte.

Die Versuche mit den Röhren 1, 2 und 3 umfaßten:

Messung des Kathodenfalles, der Stromstärke und des Gasdruckes.

Photographieren der betreffenden Entladung aus einer mit der Kathodenscheibe parallelen Richtung und aus etwa 2 m Entfernung. Expositionsdauer und Blende wurden dabei notiert.

Messung der Temperatur in verschiedenen Teilen des Glimmlichts mittels des beschriebenen, magnetisch beweglichen Thermoelements.

Messung der Schwärzung in der Achsenlinie des Bildes vom negativen Glimmlicht vermittels eines Schwärzungsphotometers, das dem astronomischen Observatorium in Potsdam gehört[1]).

Die benutzten Gasfüllungen waren spektroskopisch recht gut rein. Als Schutz gegen Dämpfe diente ein in flüssige Luft tauchendes Kühlrohr.

Die Aufnahmen wurden gruppenweise gemacht. Die Platten einer Gruppe wurden in demselben Bad und gleich langer Zeit (indem sie alle gleichzeitig eingetaucht bzw. gleichzeitig ausgehoben und in das Fixierbad getaucht wurden) entwickelt. Unter jeder Plattengruppe befanden sich Platten mit einer Intensitätsskala. Diese wurde so erhalten, daß von einem von einer konstanten Glühlampe beleuchteten Papierstreifen Aufnahmen mit verschiedenen Expositionszeiten und Blenden genommen wurden.

Ich habe mit dem Schwarzschildschen Schwärzungsgesetz gerechnet, d. h. wenn

S die mit der Photometerskala bestimmte Schwärzung,

t die Expositionszeit der Aufnahme in Sekunden und

I die Intensität der Lichtquelle in einem willkürlichen Maß bedeutet,

so wurde gesetzt

$$S = \varphi(I \cdot t^{0,9}), \qquad (s)$$

wo die Funktion φ für jede Plattengruppe in Übereinstimmung mit der Formel (s) aus den Aufnahmen des Papierstreifens graphisch bestimmt wurde.

Eine Ungenauigkeit der betreffenden Messungen liegt darin, daß die auf besonderen Platten aufgenommene Intensitätsskala nur unter der nicht streng gerechtfertigten Voraussetzung gleicher Schichtdicke und Korngröße aller Platten einer Gruppe gültig ist. Eine andere Ungenauigkeit konnte davon herrühren, daß das Licht der gebrauchten Lampe andere Farbe hatte als das Licht der photographierten Entladung. Für eine ziemliche Zuverlässigkeit meiner Messungen spricht allerdings die recht gute Übereinstimmung zwischen verschiedenen Beobachtungsgruppen.

Es muß hervorgehoben werden, daß die gemachten Temperaturmessungen keinen großen Ansprüchen an Genauigkeit genügen. Ich schätze sie als auf nur 15 Proz. genau.

Die Intensitätsbestimmungen am Glimmlicht wurden in Diagramme eingetragen und ergaben Intensitätsverteilungskurven einer Art,

1) Vgl. Fig. 3, III und IV in § 9.

2) Vgl. die Erklärung der „magnetischen Strahlen" in § 12.

1) Für die Freundlichkeit, mir dieses Instrument zur Verfügung zu stellen, spreche ich dem Direktor des Observatoriums Herrn Geh. Rat Prof. Dr. K. Schwarzschild meinen ergebenen Dank aus.

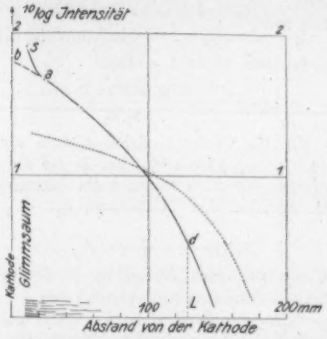

Fig. 8.

von der die ausgezogene Kurve der Fig. 8 ein Beispiel gibt. Diese Kurve bezieht sich auf die Beobachtung Nr. 19 mit Rohr 1, H_2-Füllung, 0,39 mm Druck Hg, 770 Volt Kathodenfall und 180 Sekunden Expositionsdauer. Die Gastemperatur um die Rohrachse herum betrug vor der Kathode und im Anfang des Glimmlichts 35—40° C. Weiter weg sank sie mit wachsender Entfernung von der Kathode so, daß sie im letzten Ende des sichtbaren Glimmlichts gleich der Zimmertemperatur war (18 bis 20°). Die Temperaturunterschiede waren also in dem betreffenden Glimmlicht recht unbeträchtlich. Deshalb dürfte die Intensitätskurve ungefähr die Gestalt besitzen, die einer überall gleichen Temperatur entsprechen würde. Bei größerer Stromstärke bleibt die Temperaturverteilung ähnlich, die Temperaturunterschiede werden aber größer. Vgl. Tabelle 1 und 2!

In den heißeren Teilen der Entladungsbahn werden die freien Weglängen der Moleküle und der Elektronen der absoluten Temperatur pro-

Tabelle I. Wasserstoff.

Gruppe	Beob. Nr.	Druck mm *Hg*	Rohr	Kathodenfall	*i* Stromstärke, *mA*	t_1	t_2	L	L_1	β	I_0	α
I	1	1,62	1	380	11	50	22	26	44	8,7	9,8	2,02
	2	„	1	730	30	148	56	61	90	4,5	22,4	1,83
	3	„	2	325	19	52	28	22	39,5	7,4	12,3	1,58
	4	„	2	600	103	140	98	60	86	7,2	20,0	3,8
	5	„	3	690	14	35	23	55	103,5	9,8	2,7	5,1
	6	„	3	945	36	60	28	72	128	10	7,6	4,3
II	7	1,29	1	340	3,5	45	28	26	37	2,5	4,9	1,04
	8	„	1	635	14,5	73	35	64	87	4,3	7,8	2,45
	9	„	1	1040	39	145	53	113	130	4,0	14,2	3,0
	10	„	2	280	8	35	25	19	29	6,6	6,3	1,0
	11	„	2	500	33	68	40	46	62,5	7,1	11,2	2,15
	12	„	2	750	100	145	62	94	107	5,1	22,0	2,6
	13	„	3	1035	32	60	25	91	129,5	7,6	8,3	2,8
	14	0,43	1	730	3,4	35	20	102	50,5	2,9	0,58	2,8
	15	„	1	1300	14,0	47	21	178	88	6,0	1,62	4,12
	16	„	2	490	5	32	20	90 [1]	46 [1]	2,0	0,62	2,15
	17	„	2	1240	42	62	35	210	96,5	4,9	2,9	3,4
	18	„	3	650	1,6	23	20	104	54	2,8	0,11	3,9
III	19	0,39	1	770	4,0	36	21	129	60	2,3	0,66	2,7
	20	„	1	1500	17	48	21	229	102	6,4	1,78	4,1
	21	„	3	1045	9	31	20	152	70	4,8	0,78	2,8

1) Unsicher.

Tabelle II. Stickstoff.

IV	22	1,10	1	520	18,5	175	92	20,3	33,5	4,9	25,8	1,17
	23	„	1	1040	65	345	150	55	76	6,0	118	0,78
	24	„	2	410	31	115	75	17	31,5	6,6	44,7	0,69
	25	„	2	610	101	240	125	35	51	6,7	280	0,27
	26	0,31	2	500	5	45	28	43	28	2,0	3,2	0,54
	27	„	2	1035	39	100	35	110	65	3,8	10,0	1,13
	28	„	3	1250	12	43	22	126	82	4,4	5,0	0,83
V	29	1,07	1	570	23	195	95	28	44	4,3	41	0,85
	30	„	1	760	40	305	130	39	51	4,3	50	1,01
	31	„	3	620	15	82	40	26	51	4,2	13,5	1,01
	32	„	3	1045	35	135	65	60	105	4,4	24	1,36
	33	0,31	1	640	3,4	35	23	59	40	3,9	1,0	2,3
	34	„	1	1150	13	81	31	102	61	3,8	3,1	2,45
	35	„	1	1500	21	110	48	127	67,5	4,3	10,0	1,13
	36	„	3	740	4,2	28	20	69	47,5	4,7	1,7	0,90

portional vergrößert. Demgemäß werden die betreffenden Glimmlichtteile verlängert und die Intensität ihres Leuchtens vermindert. Besonders wird der der Kathode nächstliegende heiße Teil des Glimmlichts ausgezogen. Bei großer Stromstärke und hohem Druck kommt deshalb eine Intensitätskurve nach Art der in der Fig. 8 punktierten Kurve zustande.

Die Intensitätskurve behält im Saumgebiet nicht die sonst schwach nach unten konkave Form, sondern sie macht da einen Bogen as nach oben. Das kräftige Leuchten im Saumgebiet dürfte von der in §§ 7 und 8 besprochenen Ionisation seitens der im Dunkelraum freigemachten, wenig durchdringenden sekundären Elektronen veranlaßt werden.

Die wichtigsten numerischen Beobachtungen mit den Röhren 1, 2 und 3 sind in den Tabellen 1 und 2 zusammengestellt.

Erläuterung zu den Tabellen 1 und 2.

In der ersten Kolonne wird angegeben, welche Platten zu einer Gruppe zusammengehören. Die Aufnahmegruppe I wurde mit der „Kranz-Platte VII, Diapositiv" genommen. Zu den anderen Gruppen wurden „Agfa-Diapositiv-Trocken-Platten" verwendet.

Die fünf zunächst auf der ersten folgenden Kolonnen brauchen keine besondere Erklärung.

Unter t_1 steht die mittlere Temperatur in C° in der Achsennähe der ersten (von der Kathode gerechnet) Hälfte des mit negativem Glimmlicht gefüllten Rohrteiles; unter t_2 steht die entsprechende mittlere Temperatur der zweiten Hälfte des erwähnten Rohrteiles.

L ist ein Maß in mm für die Länge des negativen Glimmlichts, welches folgendermaßen bestimmt wurde. Die Intensitätskurve wurde aufgezeichnet und nach einem Punkt b auf der Ordinatenachse verlängert, und zwar so, als ob der Bogen as (vgl. Fig. 8!) nicht da gewesen wäre. Das gestrichelte Kurvenstück ab in der Fig. 8 ist die betreffende Verlängerung der da aufgezeichneten Intensitätskurve der Beobachtung Nr. 19. Die Ordinate b gibt den Logarithmus einer Intensität I_0, die so groß ist, wie die Intensität im Anfang des Glimmlichts sein sollte, wenn im Dunkelraum keine Absorption und keine Diffusion der Kathodenstrahlen stattgefunden hätte und wenn das von der Ionisation seitens langsamer Sekundärelektronen herrührende Leuchten fehlte. L wird nun bestimmt als die Abszisse eines Kurvenpunktes d, in dem die Intensität I 20mal kleiner als I_0 ist.

L_1 ist ein L entsprechendes Maß für die Glimmlichtlänge, aber in freien Weglängen der Elektronen unter Berücksichtigung der Temperatur im Gase berechnet. Siehe unten!

$$\beta \text{ ist} = 100\,\frac{\text{Kathodenfall} \times \text{Stromstärke in mA}}{L \times (t_1 - 20) \times \text{Rohrumfang in mm}}.$$

I_0 wurde oben unter L erklärt.

$$\alpha \text{ ist} = \frac{\varepsilon \times \text{Stromstärke in mA}}{\lambda_{t_1} \times I_0},$$

wo ε für das Rohr 1 gleich 1 und für die Röhre 2 und 3 gleich $^{20}/_{38}$ ist. λ_{t_1} ist die freie Weglänge der Elektronen beim betreffenden Druck und bei der Temperatur t_1.

Näheres über L_1.

Wenn man die L-Werte in ein Diagramm mit den Koordinaten Kathodenfall und L-Werte einträgt, so offenbart sich eine recht unübersichtliche Abhängigkeit der L-Werte von Kathodenfall, Druck, Rohrweite und Kathodenmaterial. Übersichtlichere Diagramme sind aber nach den Gesetzen 3 und 9 zu erwarten, wenn man statt L-Werte L_1-Werte einträgt, welche in folgender Weise berechnet worden sind. Zuerst wird die Intensität I_0 für die Erwärmung des Gases im Anfang des Glimmlichts und für die daher rührende Verdünnung des Gases durch Multiplikation mit dem Faktor λ_t/λ_0 korrigiert, wo λ_t die freie Weglänge eines Elektrons bei der im Saumgebiet herrschenden Temperatur und λ_0 die entsprechende Weglänge bei der Zimmertemperatur 20° C bedeutet. Vom Punkt $x = 0$, $y = {}^{10}\log\left(I_0 \frac{\lambda_t}{\lambda_0}\right)$ aus wird nachher eine korrigierte Intensitätskurve so gezogen, daß sie für größere x-Werte, die Stellen im Glimmlicht mit etwa 20° Temperatur entsprechen, mit der ursprünglichen Intensitätskurve zusammenfällt. Es wird schließlich an der korrigierten Intensitätskurve die Abszisse x des Punktes, in dem die Ordinate $= {}^{10}\log\left(I_0 \frac{\lambda_t}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{20}\right)$ ist, gemessen und L_1 als

$$L_1 = \frac{x}{2\lambda_{t_1}} + \frac{x}{2\lambda_{t_2}}$$

berechnet, wo λ_{t_1} und λ_{t_2} die freie Weglänge eines Elektrons bei t_1° bzw. t_2° C bedeuten. Das so berechnete L_1 gibt offenbar mit guter Annäherung an, nach wie vielen mittleren freien Weglängen das Kathodenstrahlbündel durch Diffusion nach den Wänden und durch Absorption im Gase so geschwächt worden ist, daß es nur $^1/_{20}$ seiner anfänglichen Ionisierfähigkeit besitzt. Die L_1-Werte sind in die Diagramme der Fig. 9 und 10 eingetragen.

Diskussion der Tabellen 1 und 2 und der Figuren 8, 9 und 10.

Zur Fig. 8 ist zunächst zu bemerken: Hätten

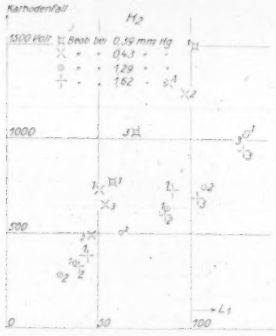

Fig. 9.

Fig. 10.

Die an den eingetragenen Punkten vermerkten Ziffern geben das betr. Rohr an.

die Kathodenstrahlen alle bis zur Absorption eine mit der Rohrachse parallele Bahn gehabt, so wäre zu erwarten gewesen, daß sie alle — jedenfalls bei großen Kathodenfällen — so ziemlich dieselbe Reichweite besäßen. Die Lichtintensität im Glimmlicht müßte dann bis wenig unter der mittleren Reichweite ungeschwächt bleiben[1]). Die Fig. 8 zeigt etwas ganz anderes. Sie, wie auch die übrigen aus meinen Messungen bestimmten Intensitätskurven, zeigt eine unmittelbar nach dem Glimmsaumgebiet anfangende schnelle Abnahme der Glimmlichtintensität bei wachsender Entfernung von der Kathode. Man muß sicher die Ursache dieser Abnahme hauptsächlich[2]) in Ablenkungen der Elektronen bei Stößen gegen Moleküle suchen. C. T. R. Wilson hat bekanntlich Elektronenbahnen sichtbar gemacht. Unter seinen Aufnahmen befinden sich auch solche von Kathodenstrahlbahnen im feldlosen Raum[3]). Diese haben sehr unregelmäßige Formen. Derartige Formen müssen die Kathodenstrahlbahnen im fast feldlosen negativen Glimmlicht haben. Diejenigen Kathodenstrahlen, die bis zum Ende des Glimmlichts laufen, müssen offenbar als besonders gerade geratene Ausnahmen betrachtet werden; viele Bahnen dürften teilweise gegen die Kathode gerichtet sein und viele Elektronen dürften an den Wänden gebremst und wiedervereinigt werden. Eine schon im Dunkelraum vorkommende, auf Feldwirkungen beruhende Divergenz der Randkathodenstrahlen hat Wehnelt[1]) beobachtet. Überhaupt gelangt man ungezwungen zur Erklärung eines etwa derartigen Schwindens des Glimmlichts mit wachsender Kathodenentfernung, wie es die Fig. 8 demonstriert, wenn man die Elektronendiffusion und die Divergenz der Kathodenstrahlen berücksichtigt[2]).

Für meine hier geäußerte Auffassung spricht auch, daß das Glimmlicht verlängert und verstärkt wird, wenn in ihm ein longitudinales Magnetfeld erweckt wird, welches die Diffusion und damit den Elektronenverlust an den Wänden verhindert[3]). Durch das Magnetfeld kann erreicht werden, daß die Glimmlichthelligkeit nicht vom Anfang an mit wachsender Kathodenentfernung schwindet, sondern in gewisser Kathodenentfernung ein Maximum erreicht[4]), ganz so, wie es ohne Diffusion nach der oben zitierten Ramsauerschen Arbeit zu erwarten ist. Die Verminderung der Diffusion im longitudinalen Magnetfeld zeigt sich auch darin, daß in das Glimmlicht hineinragende Gegenstände bedeutend schärfere und längere Schatten im Glimmlicht (von der Kathode weg) mit als ohne Magnetfeld werfen.

Bei im Verhältnis zum Rohrdurchmesser kurzen Glimmlichtern muß die Elektronenab-

1) Vgl. C. Ramsauer, Jahrbuch d. Radioakt. 9, 515, 1912.

2) Die im Gas erzeugten Primärelektronen werden natürlich langsamer und absorbierbarer als die aus dem Metall stammenden und veranlassen eine etwas größere Steilheit der Intensitätskurven, als die Metallelektronen allein ergeben würden. Daß sie aber eine kleine Rolle spielen, geht aus der Möglichkeit hervor, den Intensitätsabfall in der ersten Hälfte des Glimmlichts durch ein longitudinales Magnetfeld aufzuheben, vgl. unten.

3) C. T. R. Wilson, Jahrb. d. Radioakt. 10, 34 usw., besonders Tafel III, 1913.

1) A. Wehnelt, Verh. d. D. phys. Ges. 14, 832, 1912.

2) Die obige Darstellung wird zweckmäßigerweise mit Starks Artikel in Winkelmanns Handbuch IV, §§ 149—154 verglichen.

3) Vgl. § 12, hier unten. — Die Kathodenstrahlbahnen folgen den magnetischen Kraftlinien, indem sie sich um diese als Schraubenlinien mit größerer oder kleinerer Ganghöhe aufwinden. Vgl. Thomson-Marx, Elektrizitätsleitung in Gasen, § 273.

4) Ausphotometrieren von solchen magnetisch beeinflußten Glimmlichtern, wozu ich vorläufig keine Gelegenheit hatte, wäre natürlich sehr wünschenswert.

sorption an den Wänden eine kleine Rolle spielen. Tatsächlich erhalten die Intensitätskurven solcher Glimmlichter auch nach der Reduktion auf Zimmertemperatur (vgl. oben!) eine Form, die sich der Form der in Fig. 8 punktierten Kurve annähert.

Was die Diagramme der Fig. 9 und 10 betrifft, so ist nach dem eben über kurze Glimmlichter Gesagten zu erwarten, daß der Elektronenverlust an den Wänden eine Verkleinerung der L- und L_1-Werte besonders bei langen Glimmlichtern und ganz besonders im engen Rohr 1 veranlaßt. In H_2 sind die L überhaupt länger als in N_2. In H_2 sowohl wie N_2, aber besonders in H_2 müssen also die zu kleinen Drucken (mit großen L-Werten) gehörigen L_1-Werte kleiner als die zu größeren Drucken gehörigen ausfallen. Diese Überlegung wird von den Fig. 9 und 10 bestätigt.

Unter der nicht unannehmbaren Voraussetzung, daß die nach Berücksichtigung der Beobachtungsfehler in den Diagrammen der Fig. 9 und 10 zurückbleibende Abhängigkeit der L_1-Werte vom Rohrdurchmesser und vom Druck gänzlich auf den erwähnten Elektronenverlust nach den Wänden beruht, werden die Gesetze 3 und 9 von den Diagrammen Fig. 9 und 10 bestätigt.

Wichtig ist, zu beachten, daß das Kathodenmaterial in den Diagrammen keinen Einfluß auf die L_1-Werte zeigt. Allerdings ist die Genauigkeit der betreffenden Messungen so klein, daß erst eine L_1-Veränderung um 5 bis 10 Proz. deutlich zutage treten würde[1]). C. Ramsauer[2]) hat neulich wahrscheinlich gemacht, daß lichtelektrisch aus Metallatomen gelöste Elektronen beim Passieren der Grenzschicht Metall-Gas weniger als 0,5 Volt Geschwindigkeit verlieren. Es liegt wohl kein Grund vor anzunehmen, daß die durch Ionenstoß aus den Molekülen gelösten Elektronen es bedeutend schwerer haben würden, die Metalloberfläche zu passieren[3]). Liegt also der ganze Kathodensprung außerhalb des Kathodenmetalls, so muß er gänzlich für die Beschleunigung der aus dem Metall stammenden Kathodenstrahlen ausgenützt werden, und es muß, wenn die aus dem Gas stammenden Primärelektronen eine sehr untergeordnete Rolle spielen, ziemlich exakt gelten, was die Diagramme hier oben andeuten, daß nämlich die L_1-Werte vom Kathodenmaterial unabhängig sind. Die L-Werte sind aber vom Kathodenmaterial (wie man auf Grund der Tabellen 1 und 2 leicht prüfen kann) sehr abhängig. Es beruht auf der Temperatureinfluß-Korrektion, daß die L_1-Werte es nicht sind.

Über die Größe β der Tabellen 1 und 2.

Die Energie des Kathodenstrahlbündels muß proportional dem Produkt aus dem Kathodenfall und der Stromstärke sein. Die Temperatur im Glimmlicht muß mit dem genannten Produkt steigen, dagegen kleiner werden, je größer die wärmeableitende Fläche: Glimmlichtlänge mal Rohrumfang wird. Hieraus geht hervor, daß die Größe β, so wie es auch die Tabellen zeigen, einigermaßen konstant bleiben muß.

Über die Größe α der Tabellen 1 und 2.

Die Größe α wurde zur Kontrolle der Gesetze 4 und 10 berechnet. Wir wollen auf Grund der Gesetze 4 und 10 die Lichtmenge berechnen, welche zu einem Achsenpunkt einer unserer Glimmlichtaufnahmen gelangt ist. Das betreffende Licht stammt aus einem Zylinder, dessen Länge gleich dem betreffenden Rohrdurchmesser D ist. Die Lichtmenge ist nach dem Gesetz 10 proportional der sekundlichen Anzahl Ionisationen in diesem Zylinder; sie ist also proportional seiner Länge und proportional der Ionisierungshäufigkeit im Einheitsvolumen. Diese Ionisierung ist, insofern sie von den primären Elektronen besorgt wird (die berechnete Intensität I_0 bezieht sich [vgl. oben!] auf die nur von den primären Kathodenstrahlen besorgte Ionisation), proportional dem von diesen Elektronen gebildeten Strom. Laut Gesetz 4 tragen aber die primären Kathodenstrahlen einen bestimmten, von der Stromstärke unabhängigen Teil des Stromes. Die betreffende Ionisierung muß also proportional der Stromdichte j sein. Sie ist außerdem umgekehrt proportional der mittleren Weglänge λ_1 eines Elektrons zwischen zwei Ionisierungen. λ_1 ist ferner

1) Es ist zu bemerken, daß die zu gleichen Stromstärken gehörigen Kathodenfälle im Rohr 2 und Rohr 3 nach den Tabellen 1 und 2 sehr verschieden sind. Der normale Kathodenfall ist nach Rottgardt, loc. cit., in H_2 gegen *Pt* 276, gegen *Al* 171 Volt, und in N_2 gegen *Pt* 216, gegen *Al* 179 Volt. Die gebrauchten Metalle *Al* und *Pt* sind also als Kathodenmaterial sehr verschieden. Eine starke Abhängigkeit der L_1-Werte vom Kathodenmaterial wäre, wenn überhaupt vorhanden, bei meinen Messungen zu erwarten.

2) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **45**, 1121, 1914.

3) Bemerkung zur Korrektur: Berechnungen von Deininger, Ann. d. Phys. **25**, 285, 1908 und W. Schottky (Herr S. hat mir freundlichst, über seine Berechnungen, welche demnächst im Jahrbuch der Radioaktivität erscheinen werden, Mitteilungen gemacht) ergeben, daß das Metall verlassende Elektronen ein Austrittspotential von nur etwa 4 Volt zu überwinden haben. Dieses Potential genügt um die Kräfte, mit denen die Leitungselektronen an Metallen gebunden sind, zu erklären; es ist zu klein um auf die Reichweite der Kathodenstrahlen merkbar einwirken zu können.

gleich der freien Elektronenweglänge λ multipliziert mit einer gewissen Zahl v. Die gesuchte Lichtmenge ist also proportional

$$\frac{j \cdot D}{\lambda v}, \text{ wo } j = \frac{4i}{\pi D^2},$$

wenn i die Stromstärke ist. Dies muß auch für die berechnete Intensität I_0 gelten, d. h. es ist

$$I_0 = \text{Konst.} \frac{i}{D \cdot \lambda \cdot v} \qquad (I_0)$$

Die Größe α ist proportional $\frac{i}{D \lambda I_0}$, und wenn die Voraussetzungen und Berechnungen, welche zur Formel I_0 führten, richtig sind, ist also α proportional v. Die Größe v muß von der Rohrweite, vom Druck und von der Stromdichte als solche unabhängig sein. Mit wachsendem Kathodenfall muß v, nach Untersuchungen der Lenardschule zu beurteilen, etwas zunehmen. Wenn wir diese erwähnten Eigenschaften bei α wiederfinden, so spricht das dafür, daß die Gesetze 4 und 10, auf welchen die Herleitung der Formel (I_0) basiert, richtig sind. Tragen wir die α-Werte der Tabellen 1 und 2[1]) in Diagramme mit den Koordinaten α und Kathodenfall ein, so zeigt sich tatsächlich, obwohl die α bildenden Faktoren, innerhalb weiter Grenzen variieren, keine Abhängigkeit von Rohrweite, Druck oder Kathodenmaterial (also auch nicht von der Stromdichte). Bei den α-Werten der Tabelle 1, die in das Diagramm der Fig. 11 eingetragen sind, kommt auch, obwohl die Punkte nicht sehr schön fallen, eine deutliche Zunahme des α mit wachsendem Kathodenfall zutage, und zwar eine Zunahme von etwa derselben Größe wie die, die sich aus einer Tabelle von Kossel[2]) berechnet. Durch die Prüfung der α-Werte haben wir also Belege für die Gesetze 4 und 10 erhalten.

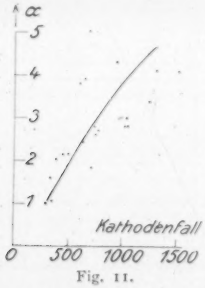

Fig. 11.

1) Es muß bemerkt werden, daß die α-Werte der Tab. 1 mit den α-Werten der Tab. 2 nicht direkt vergleichbar sind. Durch eine Verschiebung des für die Intensitätsskalen photographierten Papierstreifens wurde die Einheit der I-Werte der Tab. 2 um einen wahrscheinlich kleinen, aber unberechenbaren Betrag von der Einheit der I-Werte der Tab. 1 verschieden.

2) W. Kossel, Ann. d. Phys. **37**, 407, 1912.

Über die Figuren 12 und 13.

Fig. 12 zeigt in Diagrammdarstellung das Resultat einiger Messungen des Abstandes des Scheitels der positiven Säule von der Kathode.

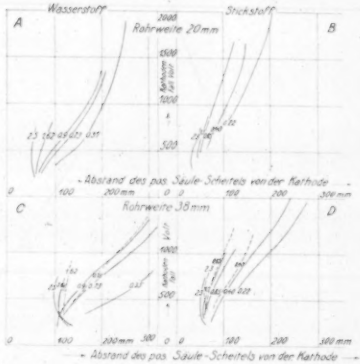

Fig. 12.

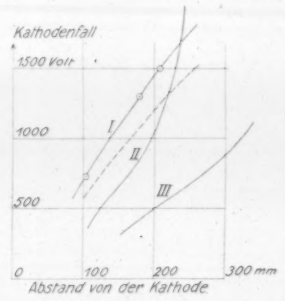

Fig. 13.

Die ausgezogenen Kurven wurden mit *Al*-Kathode, die gestrichelten mit *Pt*-Kathode gewonnen. In Fig. 13 sind die Kurven II und III aus der Fig. 12 interpolierte Kurven, die sich auf den Druck 0,43 mm Hg in H_2 beziehen. Die Kurve II gehört zum Rohrdurchmesser 20 mm, die Kurve III zum Rohrdurchmesser 38 mm. Die Kurve I gibt L-Werte in dem 20 mm weiten Rohr. Die überhaupt sichtbare Glimmlichtlänge ist 15 bis 30 Proz. länger als L und ist durch die gestrichelte Kurve angegeben. Man sieht, wie die Glimmlichtlänge bei höheren Kathodenfällen größer wird als der Abstand

des Scheitels der positiven Säule von der Kathode.

Zum Schluß bemerke ich, daß viele meiner in diesem Paragraphen beschriebenen Versuche zu denen gehören, denen ich aus in der ersten Mitteilung angegebenen Gründen nur einen provisorischen Charakter geben konnte. Ich habe sie ausführlich beschrieben, um zu eventuellen genaueren Untersuchungen anzuregen, und um für solche hervorzuheben, wie viele Variable bei derartigen Messungen zu berücksichtigen sind. Viele sonst gute Beobachtungen auf dem Gebiet der Glimmentladung sind nämlich ziemlich wertlos geworden, weil die betreffenden Autoren zu wenig Variable angeben.

Es wäre natürlich wertvoll, wenn Reichweitenbestimmungen an Kathodenstrahlen unter solchen Umständen ausgeführt würden, daß eine Kathodenstrahlabsorption an den Wänden dabei nicht vorkommt oder genau zu berechnen ist.

§ 11. Eine Unstimmigkeit.

Aus den Auseinandersetzungen des vorigen Paragraphen erhellt, wie ausgezeichnet das Theorem 3 in § 7 mit den Erscheinungen im negativen Glimmlicht übereinstimmt. Es überrascht dann zu finden, daß es aber mit den Absorptionsmessungen an Kathodenstrahlen von der Lenard-Schule in Konflikt gerät. Die hier in Frage kommenden Messungsdaten findet man in einer Arbeit von Kossel in einer Tabelle[1]) zusammengestellt. Diese Tabelle enthält für verschieden schnelle Kathodenstrahlen die Anzahl n[2]) sekundärer Ionenpaare pro kinetischer Durchquerung von Molekülen und auch die totale Anzahl N[2]) der sekundären Ionenpaare, die im Mittel von einem Kathodenstrahl der betreffenden Sorte erzeugt werden. Die Größe N/n ist also die mittlere Reichweite der Kathodenstrahlen in der freien Weglänge λ eines Elektrons als Einheit gemessen. Ich gebe in der nachstehenden Tabelle 3 einige von den Kosselschen Angaben wieder und daneben in der vierten Kolonne die aus den Kosselschen Daten für Luft berechneten mittleren Reichweiten, in λ gemessen.

Die 5. Kolonne gibt Werte der mittleren Reichweite in N_2, folgendermaßen aus meinen Beobachtungen berechnet. Aus den reduzierten Intensitätskurven (§ 10, Fig. 8) geht hervor, daß die Lichtintensität den Wert $I_0/2$ für einen Abszissenwert von etwa 0,25 L_1 besitzt. Das bedeutet nach der hier vertretenen Theorie, daß nur die Hälfte der primären Kathodenstrahlen sich weiter als 0,25 L_1 von der Kathode entfernen, ehe sie bis auf weniger als die Ionisationsgeschwindigkeit gebremst und „absorbiert" werden, so daß $0{,}25 \cdot L_1$ als eine der Größe N/n entsprechende Reichweite in meinen Röhren darstellt. Die betreffenden L_1-Werte habe ich aus dem Diagramm Fig. 10 für 1,07 mm Hg-Druck berechnet. Die Beobachtungen bei den niedrigeren Drucken sind ja infolge des Elektronenverlustes an den Wänden besonders entstellt. Durch besondere Beobachtungen der sichtbaren Glimmlichtlänge habe ich festgestellt, daß die Messungen an N_2 mit wenigen Prozent Fehler auch für Luft gelten. Die 5. Kolonne gibt die betreffenden $0{,}25 \cdot L_1$-Werte.

Tabelle 3.

Kathodenfall Volt	Totale Anzahl sekundärer Ionenpaare nach Kossel	Anzahl sekund. Ionenpaare pro kinetische Durchquerg. nach Kossel	Mittlere Reichweite in λ	
			nach Kossel	nach Tab. 2
300	0,83	0,4	2,1	5,7
500	0,66	0,2	3,3	14
1000	0,87	0,13	6,7	33

Die Zahlen der 4. Kolonne sind 3- bis 5mal kleiner als die Zahlen der 5. Kolonne. Meines Erachtens bedeutet diese Unstimmigkeit, daß man vor das Dilemma gestellt wird: Entweder das Theorem 3, d. h. die ausgezeichnet bewährte Erklärung des Vorganges im negativen Glimmlicht zu verwerfen oder auch gewisse Daten der Lenard-Schule als hier nicht anwendbar anzusehen. Die von Kossel berechneten N-Werte basieren nämlich wesentlich auf den Lenardschen Absorptionsmessungen der Kathodenstrahlen. Die Berechtigung der Anwendung dieser Zahlen zu diesem Zwecke ist aber meines Ermessens solange recht zweifelhaft, als Kossel (loc. cit., pag. 405) selbst genötigt ist „einen Vorgang anzunehmen, der die Wirkung der mit wachsendem Druck wachsenden absorbierten Menge zunächst sehr genau ersetzt". Jedenfalls dürfte das Kosselsche Resultat, daß ein z. B. 1000-Volt-Strahl im Mittel nur 0,87 sekundäre Elektronen erzeugt, theoretisch schwer verständlich sein, da nach Beobachtungen von Franck und Hertz[1]) (die allerdings für kleinere Geschwindigkeiten ausgeführt sind) ein Elektron bei der Ionisation nur eine Geschwindigkeitseinbuße von einigen 10—20 Volt erleidet[2]). Der oben demonstrierte

1) W. Kossel, loc. cit.
2) Unsere Bezeichnung.

1) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. phys. Ges. 15, 34, 379, 1913.
2) Eine neulich von N. Åkesson in den Sitz.-Ber.

Ionenreichtum des negativen Glimmlichts, der infolge des schwachen Feldes des Glimmlichts nicht auf sekundärer Ionisation beruhen kann, spricht, wie hervorgehoben, dafür, daß die primären Kathodenstrahlen recht stattliche Mengen Sekundärelektronen freimachen. Auch das zweite Kosselsche Resultat, daß die Gesamtzahl der gebildeten Ionenpaare bei einem 500-Volt-Strahl geringer ist als bei einem 300-Volt-Strahl, scheint mir schwer verständlich, denn durch Energieverluste bei Ionenstößen mit den Gasmolekülen, die zum Teil als Ionisierungsenergie verwandt werden, wird aus dem schnellen Strahl allmählich ein langsamer, so daß nicht verständlich erscheint, weshalb ein von vornherein langsamerer Strahl mehr Ionen erzeugen sollte. Eine eingehende Kritik an diesen Arbeiten auszuüben, liegt mir fern. Ich wollte nur gewisse Unstimmigkeiten, die bisher kaum genügend beachtet worden sind, hervorheben.

§ 12. Erklärung der sogenannten magnetischen Strahlen.

Im Anschluß an die von mir ausgearbeitete Theorie der Glimmentladung erhält man sehr einfache Erklärungen zu den von Righi beschriebenen und vorläufig[1]) als auf gewisse „magnetische Strahlen" beruhend dargestellten Phänomenen. Ich begnüge mich hier damit, die wichtigsten Erscheinungen der „magnetischen Strahlen" zu erklären.

Betrachten wir die Fig. 20, Seite 197 in „Strahlende Materie und magnetische Strahlen" von Aug. Righi, übersetzt von Max Iklé, Leipzig 1909! Die Aufnahme *a* zeigt eine gewöhnliche Glimmentladung. Sie ist sehr geeignet, die in § 10 behandelte Diffusion der Kathodenstrahlen zu demonstrieren. Dank der gewählten Form der Kathode treten die Kathodenstrahlen zuerst als ein dünnes Bündel auf. Rings um dieses herum erscheinen diffuse Kathodenstrahlen und nach einem kurzen Lauf löst sich das ganze Bündel in diffuses Leuchten auf. Die Aufnahme *b* ist mit erregtem, longitudinalem Magnetfeld genommen. Sie zeigt, wie (vgl. § 10!) die Diffusion magnetisch vermindert worden ist. Die Aufnahme *c*, die einem kräftigeren Magnetfeld gehört, zeigt einen auf einer noch längeren Strecke zusammengehaltenen Bündelhals. Die Ausdehnung des Glimmlichts nach der positiven Säule zu ist bei *b* größer als bei *a*. Dies kommt davon, daß infolge der Ausrichtung der Kathodenstrahlbahnen eine größere Anzahl von diesen bei *b* nach den von der Kathode entfernten Teilen des Glimmlichts führen. Es beruht aber nicht auf einer wirklichen Verlängerung der einzelnen Kathodenstrahlbahnen. Diese dürften, insofern es auf ganz im Gas verlaufende Bahnen ankommt, vielmehr bei *b* kürzer sein als bei *a*, weil das Magnetfeld den Kathodenfall etwas verringert. Bei der Entladung *c* ist die Verkürzung der Kathodenstrahlbahnen infolge vermindertem Kathodenfall so groß, daß das Glimmlicht trotz besseren Ausrichtens der Strahlen kürzer erscheint als bei *b*.

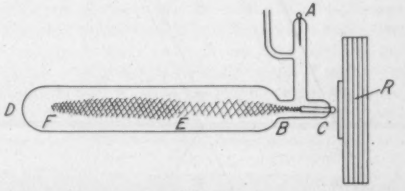

Fig. 14.

Verwendet man nun das in Fig. 24, Seite 207 des genannten Righischen Buches, hier in Fig. 14 abgebildete Entladungsrohr, so wird der Vorgang ein besonderer dadurch, daß die von den Kathodenstrahlen nach dem Rohrende *D* geschleuderten negativen Ladungen in der Richtung gegen die Kathode zurückkehren müssen, um nach der Anode zu gelangen (vgl. § 10 unter Trägheitsbeobachtungen am Glimmlicht!). Um diesen rückwärtigen Strom zu befördern, bildet sich im Glimmlicht ein von der Kathode weg gerichteter Gradient aus. Werden nun die Kathodenstrahlen magnetisch ausgerichtet, so tragen sie größere Ladungen als sonst nach dem Ende *F* des Glimmlichts und es kann dazu kommen, daß der erwähnte Gradient einen Augenblick genügend kräftig wird, um eine positive Säule *FE* im Glimmlicht hervorzurufen. Sobald diese Säule entsteht, geht in ihr die rückwärtige negative Ladungsbeförderung sehr schnell vonstatten, schneller offenbar als die Nachlieferung von Elektronen durch die Kathodenstrahlen. Deswegen erschöpfen sich die den Gradienten bestimmenden Ladungen, und die Säule erlöscht

der Heidelb. Akad., Math. Kl., Abt. A, 21. Abhandl., 1914, veröffentlichte bei Lenard gemachte Untersuchung bestätigt noch deutlicher als die Franck-Hertzsche Arbeit die von mir hier ausgesprochene Auffassung, indem sie zeigt, daß die Geschwindigkeitseinbuße, in Volt gerechnet, innerhalb des untersuchten Intervalls von der Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen unabhängig ist. Ich vermute zwar, daß eine Untersuchung mit etwas schnelleren Elektronen, die Stoßleuchten erzeugen können, einen etwas größeren Geschwindigkeitsverlust pro ionisierendem Stoß zeigen würde, als Herr A. mit recht langsamen, wahrscheinlich nur ionisierenden Elektronen fand.

1) Die Bezeichnung „vorläufig" für Righis Theorie der magn. Strahlen scheint mir nach mehreren Äußerungen Righis über seine Theorie (z. B. aus dem aus Righis Vorrede im Geleitwort des Übersetzers in Righi-Iklé: Strahlende Materie usw. zitierten) mit Righis eigener Auffassung übereinzustimmen.

auf eine kurze Zeit. Die Säule existiert also nur für diskrete Zeiträume. Gleichzeitig mit dem Vorhandensein der Säule ist der Strom durch die Anode verstärkt. — Die Säule bereitet ihre eigene Wiederzündung vor. Denn in einem Augenblick, wo sie den größten Teil der negativen Ladung aus der F-Gegend fortgeschafft hat, ist das die Kathodenstrahlen dort bremsende Feld natürlich besonders schwach, woraus folgt, daß die Kathodenstrahlen einen Augenblick eine größere Reichweite erhalten als sonst und also ihre Ladungen besonders weit gegen D werfen können, wodurch die Bedingungen der Wiederzündung der Säule befördert werden.

Durch das magnetische Ausrichten der Kathodenstrahlen und durch den beschriebenen wechselnden Vorgang erklärt sich also die Existenz der positiven Säule FE, die vergrößerte Längenausdehnung des ganzen Leuchtens, die gleichzeitig mit diesen Phänomenen auftretende Periodizität des Anodenstromes (bzw. auch der Stromstärke an der Kathode) und eine hiermit zusammenhängende Veränderung in der mittleren Elektrodenspannung (bzw. auch in dem mittleren Kathodenfall), alles Erscheinungen, die Righi bisher nur durch seine Theorie der magnetischen Strahlen erklären konnte. Eine Folge der Wechslungen der Größe der negativen Ladung bei F ist, daß die von dieser Ladung ausgehende positive Säule FE empfindlich gegen an die Rohrwand genäherte Kapazitäten ist[1]).

In einem Anhang zu seinem erwähnten Buch beschreibt Righi Messungen der positiven Ströme, die er aus im Gebiet FE eintauchenden Sonden erhält. Seine Versuche beweisen aber nicht, wie er meint, die Existenz einer positiven Ladung in der Säule FE, sondern sie bestätigen nur, daß, so wie ich es beschrieben habe, ein Elektronenstrom aus dem Gebiet FE nach der Anode fortgeleitet wird, und zeigen, daß dieser Strom eine Verstärkung aus den Sonden erhält, wenn diese durch zweckmäßige äußere Verbindungen instand gesetzt werden, eine solche zu liefern.

Die Figuren 42 u. 43, Seite 253 im erwähnten Righischen Buche sind gewissermaßen überraschend. Man sieht dort, wie die Kathodenstrahlen durch einen seitlichen Magneten abgelenkt werden, ohne daß die positive Säule FE in ihrer ursprünglichen Lage verschwindet. Die Erklärung dürfte folgende sein: Die sichtbar abgelenkten Kathodenstrahlen sind hauptsächlich solche, die während der Schwankungen des Kathodenfalls am weichsten werden. Von den härteren Strahlen vermögen viele an den seitlichen Magneten vorbeizuschießen. Diese schaffen immer noch bei F genügend kräftige Ladungen, um die positive Säule FE hervorzurufen.

Righi hat neulich[1]) gezeigt, daß die „magnetischen Strahlen" weiter reichen, je kleineres Molekulargewicht das betreffende Gas hat. Dies beruht natürlich darauf, daß die Kathodenstrahlen in leichteren Gasen größere Reichweiten besitzen. Die L-Werte für einen bestimmten Kathodenfall und einen bestimmten Druck sind z. B. nach den Tabellen 1 und 2 hier oben bedeutend größer in H_2 als in N_2.

Es würde zu weit führen, auf alle Righischen Beobachtungen an „magnetischen Strahlen" hier einzugehen. Sie lassen sich meistens zwanglos in Übereinstimmung mit dem obigen deuten.

Die richtige Erklärung der im erwähnten Righischen Buch § 26 geschilderten mit einem Faraday-Käfig ausgeführten Messungen hat schon Thirkill[2]) gegeben. Er erwähnt auch den diffusionsvermindernden Einfluß auf die Kathodenstrahlen seitens des Magnetfeldes, gibt aber im übrigen meines Erachtens mehr oder weniger unrichtige Erklärungen für die Righischen Erscheinungen.

§ 13. Schluß.

Die vorangehenden 12 Paragraphen enthalten eine ziemlich vollständige Grundlage für eine Theorie des Glimmstroms. Diese hat sich mit vielen von anderen Forschern stammenden theoretischen Überlegungen verschmolzen und basiert zum größten Teil auf von anderen als mir gemachten Beobachtungen. Die betreffenden benutzten Publikationen habe ich in üblicher Weise angegeben, ohne mich aber einer vollständigen Aufzählung der zum betreffenden Thema[3]) gehörigen Literatur zu befleißigen. In recht vielen Punkten fehlte bisher ein passendes Beobachtungsmaterial. Da habe ich nach Möglichkeit mit eigenen, aus erwähnten Gründen teilweise nur provisorischen Beobachtungen eingegriffen. Ich hoffe, daß meine Theorie sich als Unterlage für weitere Forschungen bewähren wird, und hoffe auch, daß es nicht zu üblen Mißverständnissen führen wird, daß ich in den späteren Teilpublikationen

1) Das Phänomen der Empfindlichkeit der positiven Säule intermittierender Entladungen habe ich im § 1 erwähnt, wo ich wegen dessen Erklärung auf eine Arbeit von R. Reiger hinweise.

1) A. Righi, diese Zeitschr. **15**, 528, 558, 1914.

2) H. Thirkill, Proceed. of the Roy. Soc. London, (A), **83**, 324, 1910.

3) Die Note 3, diese Zeitschr. **16**, 22, 1915 möchte ich etwas ergänzen: Die Hypothese eines bei der Wiedervereinigung emittierten Leuchtens (ohne nähere Angabe des Spektrums) wurde (vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung, Lpzg. 1911, S. 213) schon 1899 von J. J. Thomson, Phil. Mag. **47**, 268, 1899, und 1900 von W. Kaufmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 137, 1900 ausgesprochen. Kaufmann braucht diese Hypothese ebenfalls für eine Theorie des Dunkelraumes, welche sich allerdings in wesentlichen Punkten von der meinigen unterscheidet.

einige Verbesserungen mit Bezug auf die ersteren eingeführt habe.

Auf besondere Veranlassung werde ich auf die wichtigste der betreffenden Verbesserungen hier noch einmal eingehen. Die in § 2 aufgestellte, nicht ganz glückliche Hypothese E habe ich in § 6 durch die Hypothese E' ersetzt. Die Hypothese E' besagt in Kürze:

1. daß ein wichtiger Elektronenverlust der positiven Säule auf der in § 6 erklärten Elektronendiffusion nach den Wänden beruht;

2. daß die vom Stromvorgang aufrecht erhaltenen Ladungen einer solchen Form zustreben, daß dieser Elektronendiffusion von ihnen entgegengewirkt wird;

3. daß die für den Stromtransport günstigsten Ladungen bei größerer Stromstärke leichter zustandekommen.

Durch diese Hypothese erklärt sich:

1. das Anwachsen des Gradienten in der positiven Säule mit abnehmendem Rohrdurchmesser; vgl. § 6!
2. die Abnahme des Gradienten mit wachsender Stromstärke; vgl. § 6 und 2!
3. das Vorhandensein einer unteren Grenze des Gradienten (in § 2 auf die Sättigung des E-Effekts zurückgeführt), welcher der Gradient sich bei wachsender Stromstärke asymptotisch nähert. — Erklärung: Die günstigsten Ladungen können nur den Elektronenverlust nach den Wänden aufheben; der innerhalb der Säule durch Wiedervereinigung zustandekommende Elektronenverlust bleibt bestehen und bedingt die untere Grenze des Gradienten.

Die Tatsache, daß die untere Grenze des Gradienten bei kleinen Drucken eher (d. h. bei kleineren Stromstärken) nahe erreicht wird als bei großen Drucken, versuchte ich in § 2 durch die Hypothese E zu deuten (vgl. in § 2 die zweite Forderung für die Hypothese E!). Die richtige Erklärung dürfte folgende sein: Weil in der positiven Säule die mittlere Elektronengeschwindigkeit ziemlich unabhängig vom Druck ist (vgl. bei der Beziehung E in § 4!), so muß der zum Aufheben der Elektronendiffusion nach der Wand nötige Potentialsprung ziemlich unabhängig vom Druck sein. Dieser Potentialsprung muß etwa auf eine freie Elektronenweglänge fallen, um vollauf wirksam zu sein. Die Dicke des betreffenden Potentialsprunggebietes muß jedenfalls, wenn in freien Weglängen gemessen, unabhängig vom Druck sein. Die zu dessen Aufrechterhaltung nötigen Ladungen sind also bei kleinen Drucken kleiner als bei großen Drucken. Die für einen gewissen Bremseffekt gegenüber der Elektronendiffusion nach den Wänden nötige Stromstärke wird deshalb mit abnehmendem Druck abnehmen, denn die gleiche Stromstärke würde bei einem kleineren Druck mindestens dieselbe negative Wandladung (vgl. die erste Andeutung der Hypothese E' in § 2!) aufrecht erhalten wie bei einem größeren Druck. Es ist hier zu bemerken, daß die in der Note 1 der 2. Spalte § 2, Seite 245 erwähnte Schwierigkeit für die dortige Theorie hier wegfällt, indem jetzt eine Zunahme der Größe λ mit wachsendem Druck theoretisch nicht zu erwarten ist.

(Eingegangen 30. Dezember 1914.)

Das Wellenzahlensystem des Rutheniums.

Von Emil Paulson.

Beschreibung der Tabelle.

Die umstehende Tabelle veranschaulicht ein System gesetzmäßig geordneter Linien im Ruthenium. Sie enthält 548 Rutheniumlinien, welche in 65 Gruppen von je 18 Linien geordnet worden sind. Die Wellenzahlen, berechnet ohne Reduktion aufs Vakuum nach Kaysers vorzüglicher Ausmessung des Bogenspektrums[1]), sind in den Kolumnen $A-R$ eingetragen, während ihre Differenzen und ihre Intensitäten in den Zwischenkolumnen gegeben sind.

Um die Tabelle bequemer zu machen, wurden jedoch bei ihrer Herstellung nach abgeschlossener Untersuchung viele hundert Linien fortgelassen, die nur Bruchteile einer vollständigen Gruppe bildeten. Die kürzesten Gruppen enthalten wenigstens je fünf Linien und sind nur im Falle einer besonders hohen Intensität der Linien aufgenommen. Aus gleichem Grunde wurden auch einige Differenzen, die verhältnismäßig wenig Linien mit dem System verbanden, vernachlässigt. Es ist daher nicht unwahrscheinlich, daß sämtliche Linien des Spektrums zu einem einzigen — obwohl sehr lückenhaften — System vereinigt werden können.

Kayser[2]) hat schon einige Paare im *Ru*-Spektrum angegeben. Von diesen habe ich nur die beiden Paare mit den Differenzen 938 und 601 (hier $= 40 + 561$) wiedergefunden, die übrigen sind wahrscheinlich nur zufällig.

Einige — vielleicht ganz zufällige — Eigentümlichkeiten der Differenzen sind zu nennen. Mit Ausnahme der drei Differenzen $B - A = 1408{,}78$,

1) Durch Berechnung der Wellenlängen der fehlenden Linien wurde es möglich, auch einige von Kayser nicht beobachtete, von Eder und Valenta bzw. Exner und Haschek dagegen gemessene Linien in die Tabelle einrücken zu lassen.

2) H. Kayser, Über die Bogenspektren der Elemente der Platingruppe, Abhandl. d. Berl. Akad. 1897.

Das Wellenzahlensystem des Rutheniums.

Nr.	I	A	1408,78	I	B	2198,97	I	C	792,94	I	D	31,04	I	E	1440,29	I	F	62,99
1																		
2													2	15415,87	1440,35	5	16856,22	
3										2	15662,12							1534,31
4							4	16063,19	793,03	5	16856,22	30,99	8	16887,21	1440,13	2	18327,34	
5																		
6										3	17845,09							1534,11
7													2	18271,54	1440,31	2	19711,65	
8																3	20248,69	
9																		
10																		
11																		
12																		
13										2	19668,61							1534,30
14																4	21358,53	
15				2	17317,46										1463,07	4	21780,53	
16	3	15994,24	1408,78	4	17403,02	2198,87	2	19601,89	792,87	5	20394,76	31,12	4	20425,88				1503,17
17				2	17544,66				2092,13	9	20530,79	30,80	2	20567,59	1440,18	2	22007,77	
18																		
19																		
20	3	16803,05				3607,53	1	20410,58	792,93	2	21203,51				1471,15	6	22674,66	63,16
21	2	17157,85	1408,53	4	18566,38	2199,07	5	20765,45							2264,14	6	23029,59	
22	2	17293,53				3607,51	2	20901,04							2264,32	2	23165,36	
23				3	18750,78	2198,96	0	20949,74	792,84	6	21742,58	31,10	4	21773,68	1440,29	4	23213,97	63,01
24	2	18122,31				3607,79	3	21730,01	792,82	5	22522,83				1471,39	5	23994,22	
25													2	22812,66	1440,17	2	24252,83	
26										4	22797,58							1534,50
27				2	19939,74	2198,54	4	22138,30				824,02	3	22962,32	1440,01	4	24402,33	
28													4	23110,75	1440,27	2	24551,02	
29													2	23454,03				1503,26
30													2	24264,25	1440,38	4	25704,63	
31																		
32	1	20757,61	1408,70	4	22166,31							3023,99	2	25180,30	1440,16	4	26620,46	63,04
33	2	21711,61	1408,60	4	23120,21	2199,87	2	25319,28				823,97	1	26143,25	1440,29	5	27583,54	63,00
34	4	22069,08	1408,88	5	23478,86	2199,11	2	25677,97	793,02	3	26470,99	30,94	2	26501,93				1503,47
35	4	22619,27	1408,67	4	24027,94	2199,03	3	26226,97				823,89	4	27050,86	1440,22	2	28491,08	
36																		
37	0	23658,39	1408,41	2	25066,80										4463,17	2	29529,97	
38				3	25369,09	2198,97	2	27567,73				823,99	1	28191,72	1440,69	4	29632,41	
39																2	29861,17	62,73
40																		
41				2	25764,47				2991,62	5	28786,09				1471,55	2	30257,64	62,85
42	2	24709,05	1408,38	6	26117,43	2198,75	3	28316,18	793,02	4	29109,20							
43				3	26254,85										4463,72	1	30718,57	
44										1	29377,90							1554,77
45				2	26595,88	2199,00	2	28794,88	793,11	4	29587,99	31,29	6	29619,28				1503,31
46										2	29629,28							1554,34
47										2	29792,05							1554,00
48				4	26830,65													
49										3	29969,10							1534,50
50	2	25720,43	1408,44	4	27128,87	2199,13	2	29328,00	793,03	1	30121,03	31,06	6	30152,09	1440,39	1	31502,48	63,11
51	3	25901,10	1408,39	2	27309,49	2198,94	4	29508,43				824,10	2	30332,53	1440,54	2	31773,07	63,11
52	2	26135,32				3607,65	1	29742,97	792,97	5	30535,94	31,27	2	30587,21	1440,16	4	32007,37	62,72
53	3	26212,46	1408,57	4	27621,03	2199,09	2	29820,12	792,84	4	30612,96							1534,77
54	0	26434,82							4401,02	2	30835,84	30,74	3	30866,58				1503,73
55							4	30316,26	792,97	2	31109,23				1471,60	2	32580,83	
56										3	31234,38	30,86	2	31265,24				1503,35
57										2	31360,04	31,11	2	31391,75	1440,03	4	32831,78	
58				2	29217,72										4462,86	4	33680,58	63,07
59				4	29870,80	2199,29	4	32070,09	792,76	2	32862,85	31,12	2	32893,97				
60																		
61													1	34456,38	1440,59	1	35896,97	63,13
62	2	30672,02							4400,56	1	35072,58	31,27	1	35103,85	1440,51	1	36544,36	
63	2	30743,88													5872,34	2	36616,22	
64																		
65																2	37773,05	

$F - E = 1440{,}29$ und $I - H = 286{,}79$ können alle die übrigen als ganze Zahlen betrachtet werden. Die Mittel dieser Differenzen sind nämlich: $C - B = 2198{,}97$, $D - C = 792{,}94$, $E - D = 31{,}04$, $G - F = 62{,}99$, $H - G = 62{,}94$, $K - I = 195{,}54 + 491{,}44 = 686{,}99$, $M - K =$

Das Wellenzahlensystem des Rutheniums.

Nr.	I	G	62,96	I	H	286,79	I	I	195,54	I	J	491,44	I	K	40,48	I	L	560,67
1	3	16347,96				349,85	5	16697,81	195,54	6	16893,35	491,42	3	17384,77				600,97
2			126,15	1	16982,37	286,58	1	17268,95	195,55	4	17464,50	491,30	4	17955,80	40,43	3	17996,23	
3	5	17196,43				349,84	4	17546,27	195,43	7	17741,70	491,43	6	18233,13				601,35
4			126,05	4	18453,39	286,85	4	18740,24	195,61	2	18935,85	491,43	4	19427,28	40,39	5	19467,67	560,81
5	1	18898,84				349,81	4	19248,65	195,52	4	19444,17							1092,02
6	2	19379,20																1637,55
7			126,04	1	19837,69	286,84	2	20124,53	195,60	4	20320,13	491,35	2	20811,48	40,44	2	20851,92	560,07
8			126,00	3	20374,69	286,76	2	20661,45	195,56	2	20857,01	491,35	4	21348,36				
9							4	21125,07	195,62	4	21320,69	491,32	4	21812,01				
10										5	21515,61							1092,77
11	3	21134,95				349,68	4	21484,63				687,09	4	22171,72				601,15
12																		
13	6	21232,91							545,43	2	21778,34	491,39	2	22269,73	40,79	2	22310,52	560,31
14			126,10	4	21484,63				482,39	4	21967,02				531,84	4	22498,86	560,79
15			125,94	2	21906,47				482,38	2	22388,85	491,40	2	22880,25	40,44	1	22920,69	
16	4	21929,05	62,94	2	21991,99	286,92	4	22278,91	195,48	4	22474,39	491,41	6	22965,80	40,48	4	23006,28	560,67
17			126,02	4	22133,79	286,68	6	22420,47	195,63	4	22616,10	491,45	3	23107,55	40,33	5	23147,88	
18	4	22230,52				349,88	4	22580,40	195,48	6	22775,88	491,35	8	23267,23				601,17
19	2	22269,73				349,54	4	22619,27				687,00	2	23306,27				601,10
20	4	22737,82	62,94	5	22800,76	286,89	4	23087,65	195,46	5	23283,11	491,43	4	23774,54	40,42	4	23814,96	560,78
21			126,06	4	23155,65	286,78	2	23442,43	195,61	6	23638,04	491,20	4	24129,30	40,41	3	24169,71	
22			125,98	4	23291,34	286,72	6	23578,06				687,01	2	24265,07	40,46	1	24305,53	
23	5	23276,98	62,97	6	23339,95	286,86	4	23626,81	195,47	4	23822,28	491,40	4	24313,68	40,51	0	24354,19	560,73
24			125,94	4	24120,16	286,81	2	24406,97	195,58	4	24602,55	491,49	5	25094,04	40,30	5	25134,34	
25			126,06	4	24378,89	286,77	4	24665,66	195,55	5	24861,21	491,57	2	25352,78	40,50	3	25393,28	
26	0	24332,08				349,73	4	24681,81	195,67	2	24877,48	491,58	3	25369,06				601,19
27			126,11	5	24528,44										1014,34	4	25542,78	
28			125,95	4	24676,97	286,89	4	24963,86	195,58	4	25159,44	491,45	3	25650,89	40,40	4	25691,29	
29	4	24957,89	63,06	2	25020,95	286,86	4	25307,81	195,50	4	25503,31				532,18	3	26035,49	560,39
30			126,15	2	25830,78	286,65	0	26117,43	195,66	3	26313,09	491,17	4	26804,26	40,52	4	26844,78	
31							4	26716,97	195,36	4	26902,33	491,41	4	27393,74				
32	1	26692,50	62,99	3	26755,49	286,74	3	27042,23	195,04	2	27237,87	491,38	1	27729,25				
33	4	27646,54	63,04	2	27709,58	286,64	1	27996,22	195,50	1	28191,72	491,49	2	28683,21	40,29	4	28723,50	560,88
34	2	28005,40	62,73	2	28068,13				482,25	2	28550,38	491,45	2	29041,83	40,45	4	29082,28	
35			126,00	3	28617,14	286,76	2	28903,90	195,64	2	29099,54	491,51	4	29591,05	40,43	4	29631,48	
36							2	28938,95	195,60	3	29134,55	491,75	1	29626,30	40,95	2	29667,25	
37			126,11	4	29656,08	286,82	6	29942,90	195,65	4	30138,55	491,11	2	30629,66	40,57	5	30670,23	
38			126,01	4	29958,42	286,78	4	30245,20	195,55	4	30440,75	491,42	4	30932,17	40,53	4	30972,70	
39	4	29923,90							545,33	2	30469,23	491,67	2	30960,90				601,17
40	4	30049,61				350,16	2	30400,77	195,71	5	30596,48	491,84	4	31088,31				
41	3	30323,49	63,10	2	30383,59	286,64	5	30670,23										
42						1884,14	5	30993,34										1288,58
43									608,08	2	31326,65				531,94	4	31858,59	560,20
44	2	30912,67							545,34	1	31458,01	491,48	3	31949,49				
45	3	31122,59							545,03	2	31668,22							1092,35
46	1	31163,62				350,11	2	31513,73				686,99	2	32200,72				601,11
47	2	31326,65				349,79	2	31676,44				686,86	4	32363,30				601,37
48						4875,83	4	31702,48				687,01	2	32393,49				601,10
49	4	31503,60				349,82	2	31853,42							727,41	2	32580,83	560,72
50	4	31655,59				349,73	2	32005,32	195,40	2	32200,72				532,07	4	32732,79	560,59
51	4	31839,18	62,76	1	31898,94	287,06	3	32186,00	195,53	2	32381,53	491,26	1	32872,79	40,46	2	32913,25	
52	4	32070,09																1637,74
53	4	32147,73				349,56	2	32497,29	195,70	2	32692,99	491,24	3	33184,23				601,16
54	4	32370,31	62,99	3	32433,30				482,23	2	32915,53	491,41	3	33406,94	40,45	2	33447,39	560,78
55			125,95	3	32700,78	286,83	2	32993,61	195,40	3	33189,07	491,51	4	33680,58				
56	2	32768,62	63,16	4	32831,78	349,92	4	33118,46	195,31	3	33313,79	491,46	3	33805,25	40,40	4	33845,65	560,94
57			126,17	4	32957,95				482,28	2	33440,23	491,43	4	33931,66	40,47	1	33972,13	
58	2	33743,65							545,79	6	34289,44	491,90	5	34781,40	40,45	4	34821,85	
59									1858,70	1	34942,07	491,44	2	35434,11				
60	1	35171,73							545,47	2	35677,20	491,52	2	36168,72				601,25
61	2	35960,10	62,82	1	36022,92				482,63	4	36505,55	491,48	4	36997,03	40,55	1	37037,58	560,79
62																		1701,39
63			126,19	1	36742,41	286,67	1	37029,08	195,74	4	37224,82	491,53	2	37716,35	40,30	1	37756,65	
64							1	37639,55	195,67	4	37835,22	491,58	4	38326,80				601,06
65			125,84	2	37898,89				482,34	2	38381,23	491,28	2	38872,51	40,42	2	38912,93	560,79

$40{,}48 + 560{,}67 = 601{,}15$, $O - M = 938{,}29 + 3832{,}68 = 4770{,}97$, $Q - O = 621{,}86 + 901{,}23 = 1523{,}09$ und $R - Q = 1191{,}04$. Bemerkenswert sind auch die innerhalb der Gruppe gelegenen Tripletten F—G—H mit äquidistanten Schwingungsdifferenzen der Komponenten.

Das Wellenzahlensystem des Rutheniums.

Nr.	I	M	938,29	I	N	3832,68	I	O	621,86	I	P	901,23	I	Q	1191,04	I	R
1	6	17985,74	938,38	4	18924,12				4454,46	2	23378,58	901,05	2	24279,63	1191,14	6	25470,77
2												6854,66	4	24850,89			
3	4	18834,38	938,27	4	19772,65				4454,44	2	24227,09	901,12	4	25128,21	1191,11	4$\bar{K}$	26319,32
4	2	20028,48	938,26	4	20966,74	3832,63	4	24799,37				1523,07	4	26322,44			
5	6	20536,79							5393,19	3	25929,98	900,67	4R	26830,65			
6	6	21017,05	938,29	6$\bar{K}$	21955,34							5355,95	7	27311,29			
7	4	21412,59	938,32	4	22350,91	3832,72	2	26183,63	621,78	7	26805,41	901,25	2	27706,66			
8						5372,18	5	26720,54	621,89	2	27342,43						
9			1539,60	2	23351,61				4454,60	5$\bar{K}$	27806,21	900,88	2	28707,09	1191,23	4	29898,32
10	1	22608,38	938,21	4	23546,59	3832,15	3	27378,74									
11	4	22772,87	938,20	7	23711,07				4454,61	2	28165,68	901,05	4	29066,73	1190,91	2	30257,64
12	5	22802,11	938,23	5	23740,34							5355,74	5$\bar{K}$	29096,08	1191,07	5	30287,15
13	5	22870,83	938,30	7	23809,13				4454,63	3	28263,76	901,05	2	29164,81	1190,93	6	30355,74
14	2	23059,65	938,26	0	23997,91	3832,59	4$\bar{K}$	27830,50	621,85	4	28452,33	901,25	2	29353,58			
15						5331,73	2	28252,42	621,80	4	28874,28						
16	6	23566,95	938,17	7	24505,12	3832,81	2	28337,93	621,89	4	28959,82	901,35	2	29861,17			
17																	
18	0	23868,40	938,41	3	24806,81				4454,44	7	29261,25	901,29	3	30162,54	1191,12	2	31353,66
19	2	23907,37	938,28	2	24845,65	3832,71	2	28678,36	621,80	3	29300,16	901,37	4	30201,53			
20	2	24375,74	938,34	4	25314,08	3832,70	4	29146,78	621,04	0	29768,72	901,51	5	30670,23			
21						5331,95	4	29501,66	621,90	1	30123,56						
22						5331,82	2	29637,35									
23	4	24914,92	938,43	1	25853,35	3832,66	6	29686,01	621,79	2	30307,80						
24																	
25						5331,80	4	30725,08	622,00	4	31347,08	901,10	4	32248,18			
26	3	25970,25	938,09	3	26908,34				4454,76	5	31363,10	901,31	5	32264,41	1190,70	6	33455,11
27			1498,71	2	27041,49	3833,19	2	30874,68				1523,11	2	32397,79			
28						5331,95	4	31023,24	621,93	4	31645,17						
29	2	26595,88	938,22	3	27534,10	3832,93	2	31367,03	622,02	4	31989,05	901,14	3	32890,19			
30						5332,01	3	32176,79	621,92	4	32798,71						
31									5994,35	5	33388,09	901,35	6	34289,44	1190,92	4	35480,36
32						5372,48	2	33101,73	621,78	4	33723,51	901,21	2	34624,72			
33	3	29284,38										6294,57	3	35578,95	1191,02	5	36769,97
34						5332,13	3	34414,41	622,05	4	35036,46						
35						5332,21	4	34963,69				1522,85	4	35585,54			
36																	
37			1499,32	2	32169,55	3832,36	0	36001,91	621,49	2	36624,40	901,45	4	37525,85			
38																	
39	1	31562,07	938,28	2	32500,35												
40																	
41																	
42	4	32281,92															
43	2	32418,79															
44									5392,54	0	37811,33	901,37	2	38712,70			
45	1	32760,57	938,28	2	33698,85												
46	4	32801,83	938,30	3	33740,13							5356,21	1	39096,34			
47	4	32964,57	938,21	4	33902,78												
48	2	32994,59															
49	5	33141,55	938,13	2	34070,68												
50	2	33293,38															
51			1498,91	1	34412,06												
52	1	33707,83															
53	2	33785,39	938,63	5	34724,12							6294,21	2	40002,04			
54	3	34008,17	938,42	5	34946,59												
55																	
56	3	34406,59	938,46	2	35345,05												
57																	
58																	
59																	
60	5	36769,97	938,27	4	37708,24												
61	4	37598,37	938,37	2	38536,74												
62	2	38245,75	937,93	0	39183,68												
63																	
64	4	38927,86	938,56	2	39866,42												
65	1	39473,72															

Lund, 30. Januar 1915.

(Eingegangen 2. Februar 1915.)

Schwingungen von elektrisch glühenden Platinfaden.

Von F. Streintz und A. Wesely.

(Mit Tafel III und IV.)

Ein Platinfaden wird mit seinen Enden an zwei rechtwinklig umgebogenen Kupferbleche KK der Textzeichnung gelötet, die zur Hälfte in eine Ebonitplatte eingelassen und mit Schrauben daran befestigt sind. Durch den Platinfaden wurde vor dem Verlöten ein kurzes Kupferzylinderchen Z mit konaxialer Durchbohrung hindurchgezogen. Die Mitte des Zylinders trägt eine 2 cm lange Nadel S aus demselben Metall. Die Ebonitplatte wird in ein Stativ wagrecht eingeklemmt, die Kupferbleche stehen mit der Stromzuleitung in Verbindung. Mit Hilfe der beiden Schrauben können die Fadenenden in verschiedene Entfernung voneinander gebracht werden. Man erhält ein bifilares Pendel, dessen Drehmoment beliebig geändert werden kann. Für die Versuche verwendet wurden Faden mit Stärken von 0,04 mm und 0,08 mm und Längen von 2×15 cm bis 2×31 cm.

Leitet man Gleichstrom durch die Faden, so werden sie bei Rotglut zunächst gerade gestreckt; nach längerer Zeit beginnt das Pendel in Schwingungen zu geraten, deren Dauer für den Fall, als die Faden ungefähr parallel hängen, die größte ist. Die Schwingungen gehen in der Ebene der Faden vor sich und erlangen eine recht beträchtliche Schwingungsweite, wenn die Erhitzung bis zur Gelbglut gesteigert wird. Fig. 1[1]) zeigt zwei Schwingungsphasen des Pendels, die bei einer Expositionsdauer von je 0,02 sec bei zwei Umkehrpunkten auf der photographischen Platte festgehalten wurden. Die Linien, die bei der Schwingung nach der linken Seite erhalten wurden, sind schwach und haarförmig, während die nach der rechten verbreitert erscheinen. Wahrscheinlich wurde im zweiten Falle der Augenblick der Umkehrung der Schwingung etwas verpaßt. Der Faden hatte eine Länge von 2×24 cm, sein Durchmesser war 0,08 mm. Der Schwingungsbogen betrug etwa 11 Grad.

Für alle photographischen Aufnahmen wurden die von der A.-G. Agfa gelieferten Chromo-Isorapid-Platten gewählt, die sich, wie aus der Figur ersichtlich wird, neben hoher Empfindlichkeit durch das vollkommene Fehlen eines Lichthofes auszeichnen.

In Fig. 2 wird das Ergebnis einer Aufnahme bei einer Expositionszeit von $2 \times 0{,}04$ sec dargestellt. Die Linien verbreitern sich nach unten. Außerdem bemerkt man, besonders auf der linken Seite, daß sich in ein und in zwei Drittel der Länge ein Schwingungsknoten gebildet hat. Platin wird bei hohen Temperaturen plastisch. Es mögen also schon geringe Erschütterungen der Faden, wie sie durch die aufsteigende heiße Luft entstehen, hinreichen, um Wellenbewegungen auszulösen.

Zum Verständnis der Abbildungen sei bemerkt, daß der mäßig warme Kupferzylinder keinen Eindruck auf der Platte hervorruft; infolgedessen zeigen die Bilder zwei vollkommen getrennte Hälften.

Ein unbelasteter Faden gerät nicht in Schwingungen; es genügt aber schon ein auf den Draht gehängtes Glashäkchen von nur 0,03 g Masse, um ein Pendel von 2×31 cm Länge bei einem Fadendurchmesser von 0,08 mm in ansehnliche Schwingungen zu versetzen. Wird als belastende Masse eine kleine Rolle verwendet, dann entstehen keine Schwingungen. Das Gleiten der Rolle auf dem Faden dürfte die Ursache sein, daß die Bewegung ausbleibt. Bringt man das Pendel unter den Rezipienten der Luftpumpe, dann treten bei einem Luftdruck von 12 cm Quecksilbersäule abwärts zuweilen keine Schwingungen, zuweilen nur solche von geringer Schwingungsweite auf.

Das Glühen der Faden ist niemals ein vollkommen gleichmäßiges. Durch die aufsteigenden heißen Luftströme treten auch bei sonst vollkommener Ruhe der Umgebung an verschiedenen Stellen Abkühlungen ein, die sich darstellen, als wenn Schatten über die Glühfaden huschen würden. Ein in den Stromkreis geschaltetes Amperemeter zeigt stets Stromschwankungen. Bei ruhendem Faden ist die Stromstärke am geringsten. Mit zunehmender Schwingungsweite nimmt sie zu. Ein Synchronismus der Pendel- und der Galvanometerbewegung ließ sich, wie das bei der Unregelmäßigkeit der Abkühlungsvorgänge zu erwarten war, nicht nachweisen.

Die Schwingungen nehmen nicht regelmäßig zu. Ohne sichtbaren Anlaß treten oft derartige Dämpfungen ein, daß das Pendel für kurze Zeit zum Stehen kommt. Dann beginnen die Schwingungen wieder von neuem.

Nach den mitgeteilten Versuchen wird es kaum zweifelhaft sein, daß die Luftbewegung die Erscheinung, wenn nicht hervorruft, so doch wesentlich beeinflußt. Eine asymmetrische Temperaturverteilung in den Fadenhälften wird Längenänderungen auf beiden Seiten zur Folge haben. Möge z. B. die linke Seite eine größere Verlängerung erfahren haben. Damit ist die erste Anregung zur Bewegung gegeben. Ist

1) Die Fig. 1–10 befinden sich auf Tafel III u. IV.

eine solche ausgelöst, so kann man sich vorstellen, daß die linke längere Seite sich bei der Bewegung stärker abkühlt, als die kürzere rechte, die nunmehr in lebhaftere Glut gerät. Es überwiegt die Ausdehnung der rechten Fadenhälfte und bringt eine Umkehr der Bewegung hervor. Wiederholt sich der Vorgang angenähert regelmäßig, so nehmen die Schwingungen zu, treten Störungen ein, dann entstehen Dämpfungen.

Da geringe mechanische Erschütterungen bereits vermögen, Seitenschwingungen zu erregen, so erschien es wahrscheinlich, daß diese durch Anwendung von Wechselströmen deutlicher in die Erscheinung treten werden. Die Annahme wurde bestätigt. Die Fig. 3—10 zeigen Lichtbilder, die mit Wechselstrom gewonnen wurden. Durch den Wechselstrom gerät das ganze System in Zuckungen, die um so lebhafter werden, je größer Wellenlängen und Schwingungsweiten sind. Infolgedessen zerreißt der Faden sehr häufig, bevor er noch in entsprechende Glut versetzt worden war. Auch wird eine längere Dauer der Exposition (0,5 bis 1 sec) unmöglich gemacht. Je feiner der Faden, um so größer die Störung. Zuweilen gelingt es, die Zuckungen möglichst herabzusetzen dadurch, daß man die vertikale Spitze der am Zylinderchen angebrachten Nadel in die Bohrung eines darunter gelegten Kautschukpfropfes steckt. Zuverlässiger ist es jedoch, die Nadel mit Daumen und Zeigefinger der unterstützten Hand so sanft zu halten, daß man das Beben des Fadens mit dem Tastsinn wahrnehmen kann. Faßt man die Spitze fester, so verschwinden mit dem Beben auch die Schwingungen.

Die in den Fig. 3, 4 und 5 ersichtlichen Lichtbilder zeigen Schwingungen, die in einem Faden von 2×18 cm Länge und einem Durchmesser von 0,04 mm erregt wurden. Die Spannung betrug 72 Volt.

Die Schwingungen sind von der Periodenzahl der Wechselstrommaschine unabhängig. Bei Fig. 3 macht jede Fadenhälfte eine Ganzschwingung, es entsteht also der Grundton. Berücksichtigt man die beträchtliche Schwingungsweite (9 mm), so ist einzusehen, warum die Schwärzung der Platte von den scharf ausgeprägten Enden gegen die Mitte stark abnimmt. Die Lichtstärke ist in der Mitte auf eine größere Fläche verteilt, außerdem werden die Faden daselbst durch die Bewegung gekühlt. Als Expositionszeit war 1 sec gewählt. Fig. 4 zeigt links gleichfalls den Grundton, rechts bei Ausbildung zweier Knoten den zweiten Oberton. Doch treten auch Überlagerungen auf, die auf das gleichzeitige Vorhandensein des ersten Obertones schließen lassen. Es entsteht also, musikalisch gesprochen, ein Klang. In Fig. 5 sind die Überlagerungen noch deutlicher ersichtlich. Die Expositionszeit betrug bei 4 und 5 eine halbe Sekunde.

Die nächsten Figuren zeigen Schwingungen, die in einem Faden von 2×24 cm Länge, 0,08 mm Durchmesser mit einer Spannung von 54 Volt angeregt wurden. Die Expositionsdauer war 1 sec. Fig. 6 zeigt beiderseits den zweiten Oberton. Man sieht deutlich, daß die Umgebung der Befestigungsstellen durch Wärmeleitung gekühlt worden war. In Fig. 7 erblickt man auf beiden Seiten den ersten Oberton. In größerer Entfernung vom Schwingungsbauch links befand sich ein Magnetpol. In welchem Maße die Schwingungsweite durch magnetische Wirkung vergrößert werden kann, zeigt Fig. 8. Der auf der linken Seite entstandene erste Oberton wurde durch einen nahegebrachten Pol bedeutend verstärkt. Dasselbe geschah (Fig. 9) mit dem links hervorgerufenen zweiten Oberton. Die Lichtbilder geben leider nur ein schwaches Abbild der schönen Erscheinungen. In Fig. 10 endlich wurde der Pol dem obersten Schwingungsknoten linker Hand genähert. Der Knoten wird zerrissen, die verwickelte Schwingungsform ähnelt der Fig. 2, die mit Gleichstrom gewonnen wurde.

Es soll noch erwähnt werden, daß die Schwingungen der stärkeren Faden meist so vollkommen in der Ebene der Faden verlaufen, daß man senkrecht darauf eine scharfe gerade Linie erblickt. Erschütterungen der Aufhängevorrichtung und das Auftreten eines magnetischen Feldes bewirken Drehungen der Schwingungsebene. Bei dünnen Faden (0,04 mm) treten derartige Drehungen auch ohne wahrnehmbare Ursache auf, mögen also wohl schon durch die erhitzte Luft der Umgebung hervorgerufen werden.

Die Klangfarbe des Fadens ist von seiner Belastung in der Mitte abhängig. Es ergaben sich bei verschiedener Belastung des Fadens (2×31 cm, 0,08 mm) mit Kupferbügeln (Masse m) die nachstehend verzeichneten Schwingungsformen:

m in Gramm:	Schwingungsform:
4,28	Grundton (kräftig), 1. Oberton,
2,15	Grundton, 1. und 2. Oberton,
0,77	Grundton (schwach), 1. u. 3. Oberton.

Mit abnehmender Belastung nimmt der Klang an Fülle zu. Entfernt man den Kupferbügel, dann entsteht ein Schwingungsbauch an der Stelle, die jener vorher eingenommen hatte, und es bilden sich in der ganzen Fadenlänge 13 Schwingungsbäuche und 12 Knoten aus.

Graz, Ende Januar 1915.

(Eingegangen 26. Januar 1915.)

Zur Theorie des Luftwiderstandsgesetzes [1]).

Von L. Grebe.

Trifft ein Luftstrom senkrecht auf eine ebene Fläche, oder wird eine ebene Fläche in ruhender Luft senkrecht zu sich selbst bewegt, so erleidet sie einen Widerstand, der auf Grund experimenteller Erfahrung proportional der bewegten Fläche und proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit der Fläche gegen die Luft ist. Dieses experimentelle Gesetz ist auch theoretisch untersucht, doch steht mir Literatur physikalischer Natur zurzeit nicht zur Verfügung.

Die bei einer solchen Bewegung auftretende Kraft kann nur daher rühren, daß die vor der Fläche ausweichende Luft beim Abströmen hinter die Fläche an der umgebenden ruhenden Luft eine Reibung erfährt. Nach den experimentellen Erfahrungen geschieht dies Abströmen nach hinten in verhältnismäßig dünnen Schalen, die sich gegen die ruhende Luft der Umgebung bewegen. Nennen wir die Größe der verdrängenden Fläche F, die Geschwindigkeit relativ zur umgebenden Luft v, so wird pro Sekunde eine Luftmenge $v \cdot F$ vorn verdrängt, also nach hinten befördert. Die Geschwindigkeit, mit der dieses Abströmen erfolgt, hängt von der Größe der Fläche ab, die bei dem Zurückströmen durchsetzt wird. Nehmen wir als Fläche F eine kreisrunde Fläche, so ist das schalenförmige Gebilde, das die abströmende Luft bildet, ein Rotationskörper. Betrachten wir für die auftretende Reibungskraft nur den hinter der Fläche F liegenden Teil, der ja der weit größere ist und zu Anfang auch die größten Geschwindigkeiten aufweist, so ist die auf die Fläche wirkende Gesamtkraft gleich der Summe der an dieser Schalenfläche auftretenden Reibungskraft, oder wenigstens einer Komponente davon. Bezeichnen wir mit r den Radius der Fläche F, mit R den Radius des die Fläche F umgebenden Ringes, der von der abströmenden Luft durchsetzt wird, so ist der Flächeninhalt dieses Ringes:

$$\Phi = (R^2 - r^2)\pi = (R + r)(R - r)\pi,$$

oder, wenn die Dicke d der Schale nicht groß ist,

$$\Phi = 2R\pi \cdot d.$$

Die Geschwindigkeit v der abströmenden Luft gegen die ruhende Luft der Umgebung läßt sich aus der Geschwindigkeit v der Fläche F feststellen. Da ebensoviel Luft nach hinten abfließt wie vorn verdrängt wird, so muß gelten

$$F \cdot v = \Phi \cdot v = 2R\pi \cdot d \cdot v.$$

An der betrachteten Stelle ist also für ein Stück der Schale von der Höhe ds die Reibungskraft

$$dK = 2R\pi \cdot ds \cdot v \cdot \eta,$$

wenn zunächst nur die äußere Oberfläche der

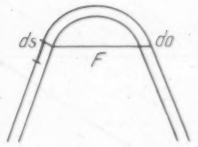

Fig. 1.

Fig. 2.

Schale betrachtet wird, wo η den Reibungskoeffizienten bezeichnet. Nun ist aus

$$F \cdot v = 2R \cdot d\pi \cdot v$$

$$v = \frac{F \cdot v}{2R \cdot \pi \cdot d},$$

also

$$dK = \frac{2R \cdot \pi \cdot ds \cdot F \cdot v \cdot \eta}{2R \cdot \pi \cdot d} = \frac{F \cdot v \cdot \eta}{d} \cdot ds.$$

In diesem Ausdruck ist d noch von s, der Entfernung der betrachteten Schalenstelle, von der Fläche F abhängig. Die Gleichung ergibt bei der Integration einen unendlichen Wert für K, wenn man d konstant oder als lineare Funktion von s ansetzt. Außerdem zeigt das Bild eines in Luft austretenden Strahles eine nach außen konkave Krümmung (siehe Fig. 2). Wir sind also berechtigt zu setzen

$$d = d_0 + C \cdot s^2,$$

wo d_0 die Dicke der Schale $s = 0$, also an der Fläche F ist. Dann ist

$$dK = \frac{F \cdot v \cdot \eta}{d_0 + C \cdot s^2} ds$$

oder

$$K = \frac{F \cdot v \cdot \eta}{d_0} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\frac{C}{d_0}}}{1 + \frac{C}{d_0} \cdot s^2} =$$

$$= \frac{F \cdot v \cdot \eta}{d_0 \sqrt{\frac{C}{d_0}}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{C}{d_0}}\, s \right]_{s=0}^{s=\infty}$$

oder

$$K = \frac{F \cdot v \cdot \eta \cdot \frac{\pi}{2}}{\sqrt{C \cdot d_0}}.$$

Aus diesem Ausdruck wird das Luftwiderstandsgesetz, wenn wir d_0 von v abhängen lassen, nämlich setzen

$$d_0 = \frac{c}{v^2}.$$

1) Nach einer Mitteilung von Prof. Kayser (Bonn) ist diese Notiz im Schützengraben vor Ypern geschrieben worden. Obwohl der Inhalt nicht ganz dem Standpunkte der Forschung entspricht, glaubt die Redaktion doch die Aufnahme der unter so erschwerenden Umständen entstandenen Arbeit nicht verweigern zu dürfen.

Die Berechtigung dieses Ausdrucks müßte experimenteller Prüfung vorbehalten sein. Wie weit es mit den vorhandenen Experimenten stimmt, kann ich nicht von hier aus beurteilen. Plausibel ist jedenfalls eine Abnahme von d mit zunehmendem v. Wir erhalten dann das Druckgesetz

$$K = \text{Const} \cdot v^2 \cdot F \cdot \eta .$$

Vor Ypern, den 8. Januar 1915.

(Eingegangen 15. Januar 1915.)

Über mikroseismische Bewegung.

Eine Entgegnung an Herrn B. Gutenberg.

Von W. Pechau.

In dieser Zeitschrift (**15**, 591, 1914) hat Herr Gutenberg eine Entgegnung auf meine Mitteilung (diese Zeitschr. **15**, 415, 1914) gebracht, die mich, da sie von dritter Seite als Widerlegung angesehen worden ist, zu einer Antwort zwingt.

Ich will mich dabei kurz fassen, einmal, weil bereits von seiten eines Fachmannes eine Antwort gegeben worden ist, dann aber auch, weil mir hier nur geringer Raum zur Verfügung steht, obgleich ein näheres Eingehen auf Herrn G's. Antwort leicht zeigen würde, daß er mit eigenen Worten zu schlagen ist, da seine Ausführungen gerade das beweisen, was **er** aus meinen Angaben herausgelesen hat und von dem er behauptet, daß es nicht zutreffend sei.

Wegen der Bezeichnung verweise ich nur auf die Berichte der Jenaer Station, die sich derselben seit etwa 10 Jahren bedient. Zur Sache selbst ziehe ich hier einen Fachgenossen heran, dessen — von mir völlig unabhängige — Ergebnisse zeigen, daß ich doch wohl nicht so ganz auf Irrwegen wandelte. Herr O. Somville-Ukkel hat inzwischen eine Arbeit „Contributions à l'étude des mouvements microsismiques; Bruxelles 1914" veröffentlicht. Ich begnüge mich hier aus der Zusammenfassung auf S. 41 dieser Abhandlung die beiden folgenden Sätze zu entnehmen.

1. „Les vagues de la mer se brisant contre les côtes ne peuvent pas être considérées comme étant la cause première des mouvements microsismiques de 3 à 9 secondes de période".

2. „Pour les Observatoires de l'Europe .... il existe une relation étroite entre les amplitudes des mouvements microsismiques considérées dans leur ensemble et les différences de pression barométrique sur une étendue géographique restreinte ayant respectivement chacune de ces stations pour centre". Also im ersten Satz stimmen die Ergebnisse des Herrn S. mit den meinigen völlig überein. Im zweiten Satze findet Herr S. ebenfalls einen Zusammenhang zwischen meteorologischen Faktoren und der Stationslage. Der Unterschied zwischen Herrn S. und mir ist einzig der, daß Herr S. als Ursache „les différences de pression barométrique", ich aber schnelle Luftdruckschwankungen fand. Ob diese schnellen Schwankungen letzten Endes wieder mit Luftdruckunterschieden im Zusammenhang stehen ist bis jetzt nicht bekannt. Ich glaube, dieser Hinweis genügt, um Herrn G's. Antwort zu entkräften.

Zu meiner Bemerkung über die Pulsationen sagt Herr G., daß diese von der Änderung des Luftdruckgradienten abhängig seien und nicht vom Gradienten als solchem. Ich habe das nur aus dem Grunde nicht ausdrücklich ausgesprochen, weil ich das Werden und Vergehen desselben als selbstverständlich in dem Wort mit enthalten sah. Ein Gegensatz zwischen Herrn G. und mir besteht also in diesem Punkte nicht.

Zum Schluß möchte ich Herrn G. bitten, mir an Hand seiner Hypothese nachstehende ausschlaggebende Fragen zu beantworten:

1. Warum sind die Amplituden und Perioden der Mi. B. im Sommer kleiner als im Winter, obgleich doch sicher auch zu dieser Jahreszeit oftmals starke Brandungen vorhanden sind?

2. Warum treten im Winter Interferenzen auf, im Sommer dagegen nie (oder doch außerordentlich selten)?

3. Wie sind Sprünge in der Größe der Mi. B. zu erklären (vgl. dazu Gerlands Beiträge zur Geophysik, Bd. IX, 1908, Tafel VI)?

Hauptstation für Erdbebenforschung. Jena, den 24. Januar 1915.

(Eingegangen 26. Januar 1915.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. Hans Thirring für Physik.

Ernannt: An der Universität Philadelphia Dr. S. Barton zum a. o. Professor der Astronomie, Dr. O. E. Glen zum ord. und Dr. H. Mitchell zum a. o. Professor der Mathematik, Professor Dr. W. Marshall von der Universität Lafayette zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Tucson, Dr. Ch. Snow zum a. o. Professor der Mathematik an der Idaho University in Moscow, Dr. E. Swift zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Burlington.

Berufen: Der etatsmäßige Professor der anorganischen Chemie an der technischen Hochschule Breslau Dr. Alfred Stock zum ord. Professor der Chemie an die Universität Münster.

Gestorben: Der Hilfsassistent am Theoretisch-physikalischen Institut der Universität Göttingen Dr. Werner Planck, der französische Physiker Emile Hilaire Amagat, Mitglied der Académie des Sciences, der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Czernowitz Hofrat Dr. Alois Handl.

Für die Redaktion verantwortlich i. V. Professor Dr. Max Born in Berlin. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

Fig. 7.

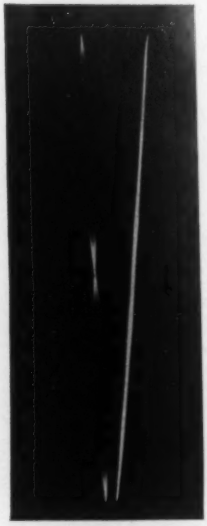

Fig. 8.

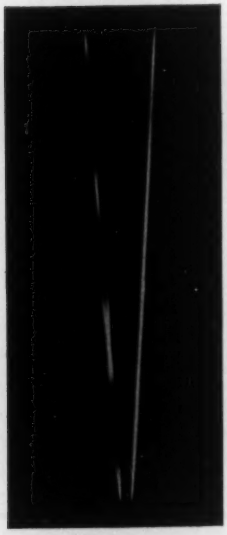

Fig. 9.

Fig. 10.

Have other vols